Q.

THE UNIVERSITY
OF ILLINOIS
LIBRARY
508.05
ZE
v.46

Return this book on or before the
Latest Date stamped below.

Theft, mutilation, and underlining of books are reasons for disciplinary action and may result in dismissal from the University.

University of Illinois Library

OCT 14 1964

OCT 7 1975

OCT 14 1975

OCT 4 1975

L161— O-1096

ZEITSCHRIFT

FÜR

INSTRUMENTENKUNDE

Organ

für

Mitteilungen aus dem gesamten Gebiete der wissenschaftlichen Technik

Herausgegeben

unter Mitwirkung der

Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

von

L. Ambronn in Göttingen, **W. Breithaupt** in Cassel, **M. Edelmann** in München, **P. Guthnick** in Neubabelsberg, **O. Günther** in Braunschweig, **W. Haensch** in Berlin, **K. Haußmann** in Schwäb.-Gmünd, **C. Hensoldt** in Wetzlar, **W. Hildebrand** in Freiberg i. S., **E. Kohlschütter** in Potsdam, **H. Ludendorff** in Potsdam, **H. Maurer** in Berlin, **W. Nernst** in Berlin, **C. Pulfrich** in Jena, **M. v. Rohr** in Jena, **W. Sartorius** in Göttingen, **A. Schmidt** in Cöln a. Rh., **R. Steinheil** in München, **R. Straubel** in Jena, **E. Warburg** in Berlin, **F. Weidert** in Berlin, **P. Werkmeister** in Dresden, **E. Wiechert** in Göttingen.

Schriftleitung: **F. Göpel** in Charlottenburg

Sechsundvierzigster Jahrgang 1926.

Berlin.
Verlag von Julius Springer.
1926.

508.05
ZE
v. 46

Inhaltsverzeichnis.

Seite

Zeitgemäße instrumentelle Vereinfachungen zur „Freiberger Aufstellung“ bei polygonometrischen Winkelmessungen über Tage. Von Harbert 1
Zur Theorie des Winkelprismas. Von E. Daseke 10
Verfahren zur Bestimmung des Zentrifugalmomentes $\iint xy\,dx\,dy$ einer Fläche mit Hilfe des Integrators. (Amslersche Methode.) Von Alfred J. Amsler & Co. 16
Verfahren zur Bestimmung des polaren Trägheitsmomentes eines Umdrehungskörpers mittels des Integrators. (Amslersche Methode.) Von Alfred J. Amsler & Co. 19
Über das Zeichnen der Isogammen aus Schwerkraftsgradienten. Von R. Schumann 25
Über das Abätzen von Wollastondrähten. Von Hans Brüning 29
Stroboskopische Messungen. Von H. E. Linckh und R. Vieweg 30
Der Cölostat des Einsteinturmes in Potsdam. Von E. v. d. Pahlen 49
Das Vektor-Präzisionsscheibenplanimeter. Von J. Schnöckel 67
Seismophon und neuer Seismograph, zwei Erschütterungsmesser. Von Paul Duckert . . . 71
Ein neues Photometer ohne diffus zerstreuenden Schirm. Von C. Perucca 74
Nachtrag zu meinem Aufsatz: Die Voigtländersche Werkstätte und ihre Umwelt. Von M. v. Rohr 76
Gerät zur Messung der horizontalen Bewegungskomponente einzelner Punkte von Talsperrenmauern. Von Karl Lüdemann 79
Über die Transformation von einem trichromatischen System auf ein anderes. Von W. Dziobek 81
Die Tätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt im Jahre 1925 . . . . . 97, 161
Pierre Louis Guinand, geb. den 20. April 1748, gest. den 13. Februar 1824. Von M. v. Rohr 121, 189
Die Differentialunruh nach Ch. Volet. Von H. Bock 138
Direkt zeigender Kräftemesser. Von F. Bergtold 143
Ein kleines Universalinstrument für die Vermessung von Höhlen. Von Karl Lüdemann . . 148
Das Polarisationsfeld eines Babinetschen Kompensators. Von J. Th. Groosmuller 198
Die Genauigkeit von Kreisteilungen. Von A. Fennel 204
Über die Prüfung optischer Systeme nach den Interferenzmethoden von V. Ronchi, sowie über Anwendungen dieser Methoden zur Bestimmung der Brennweite von Linsen und des Auflösungsvermögens spektroskopischer Apparate. Von J. Flügge 209
Zum 50jährigen Arbeitsjubiläum von Ferdinand Hebestreit. Von Sonnefeld 213
Untersuchungen von Sekundenlibellen. Von B. Wanach 221
Über die Abbeugung von Lichtstrahlen an feinen Teilchen. Von H. Herbst 238
Der Glimmlichtoszillograph. Von Viktor Engelhardt 240
Über einen Apparat zur Messung der Wärmeausdehnung von Gläsern und Drähten. Von Selényi und E. Patai 246
Über Emaillelackdrähte. Von W. Ewald 249
Die Genauigkeit einer autokartographisch hergestellten Karte. Von O. v. Gruber 255
J. Fraunhofers Forschungen zur Glasbeschaffenheit und Farbenhebung sowie seine Leitung der Glashütte zu Benediktbeurn. Von M. v. Rohr 273
Untersuchungen an einer Kreisteilmaschine. Von L. Fritz 289
Ein neuer Winkelinversor. Von O. Lacmann 320
Über Bogen usw. als Lichtquelle bei der Photometrie mit Photozellen. Von B. Kurrelmeyer 321
Über die Verundeutlichung des Bildes photographischer Systeme durch die sphärische Aberration, unter Berücksichtigung der Helligkeitsverteilung im Zerstreuungskreis, der Art des Objekts und der Schwärzungskurve der photographischen Platte. Von J. Flügge 333, 389
Über den Einfluß der Lichtstärke von Theodolit- und Nivellierfernrohren auf den mittleren Zielfehler. Von A. Pelzer 354

624312

Seite

Beitrag zur Einteilung der in der Phototachymetrie benutzten Instrumente. Von P. Werkmeister 376
Ein empfindliches Galvanometer mit kurzer Einstellzeit und niedrigem Widerstande. Von W. J. D. van Dyck 378
Über die Alterung von Thermometergläsern. Von L. Holborn und J. Otto 415
Über die Fleckenempfindlichkeit optischer Gläser. Von H. Heinrichs 424
Ein neues Verfahren zur Messung der Bodentemperatur. Von W. Schmidt 431
Die Funktionen der Pendelfeder. Von H. Bock 445
Über die gleichzeitige Messung von Phasendifferenz und Amplitudenverhältnis mit Hilfe des Soleilschen Kompensators. Von G. Szivessy 454
Über die direkte stereoskopische Sichtbarmachung des Feinbaues von Körpern, insbesondere Kristallen und dergleichen. Von H. Herbst 460
Über die mit Hilfe der Autokollimation sichtbaren mehrfach reflektierten Bilder in Winkelprismen und ihre Anwendung zur Messung der Prismenfehler. Von W. Uhink 469
Über den photometrischen Anschluß der Wolfram-Vakuumlampe an die Kohlefadenlampe. Von W. Dziobek (Nachtrag hierzu S. 586) 476
Ein chromatisch korrigierter Quarz-Sternspektrograph. Von B. Meyermann 485
Über die Genauigkeit im Fällen von Ordinaten bei Koordinatenaufnahmen. Genauigkeitsuntersuchungen mit Winkelabsteckern. Von H. Löschner 497
Zur Theorie und Praxis der Kettenwaage. Von W. Uhink 519
Die Analyse der Wirkungsweise des Messers bei Schlitten- und Spitzenmikrotomen. Von Josef Kisser 528
Neue Apparate für Faserprüfungen: Die Faser-Prüflupe und das Faser-Prüf- und Vergleichsmikroskop. Von Carl Pulfrich 533
Über zwei neue Polarisationsapparate. Von W. Ewald 536
Über die Schattenstreifen zum Studium der Lichtwellen. Von Vasco Ronchi 553
Zur Theorie der Doppelmonochromatoren. Von P. H. van Cittert 557
Das Polarisationsfeld Nicolscher Prismen. Von J. Th. Groosmuller 563
Über Reizgeschwindigkeit, Reizzeit und Sehgeschwindigkeit, Sehzeit, sowie ihre Beziehung zum Stereophotometer. Von H. Herbst 583
Gustav Heyde. Von P. Werkmeister 587
Über die Deformation doppelmetallischer Reifen durch Temperaturänderungen. Von H. Bock 601
Über durch Spiegelsysteme bewirkte Änderung der Richtung und Schwingungsebene eines optischen Strahlenbündels. Von Joh. Picht 610
Zur Vorgeschichte der „Freiberger Aufstellung". Von K. Lüdemann 614
Eine neue Meßbrücke zur Bestimmung von Selbstinduktionen. Von C. Günther 623

Referate.

Die Transformation von Einheiten der Dreifarbenmischung: Algebraische Methode. — Die geometrische Lösung des Farbenmischungsproblems 40
Beobachtung der Interferenzfiguren im konvergenten Licht durch das Mikroskop 43
Die Koeffizienten der chromatischen Erregungsstärke nach der Methode der kleinsten Quadrate 44
Heterochromatische Photometrie 44
Ein tragbarer Glanzmesser 44
Ein Wattmeter für kleine Wechselstromleistungen 44
Drahtlose Zeitsignale: Änderungen in der französischen Gebung 85
Welt-Uhrvergleichung 86
Bemerkungen über Komplementärfarben 88
Untersuchungen über die Reflexion an teilweise lichtzerstreuenden Flächen 89
Phasendifferenzmessungen an dünnen, durch Kathodenzerstäubung hergestellten Silber- und Kupferschichten 90
Über einen neuen Spektralapparat, Monochromator und Quarzspektrographen mit gekreuzten Prismen zur Erzielung höchster spektraler Reinheit, für das Gebiet von 200 $\mu\mu$ bis 2 μ 91
Eine neue Methode für photographische Spektrophotometrie 92
Ein Spektralphotometer mit direkter Ablesung 92

Seite
Eine neue Form des tragbaren Beleuchtungsmessers 92
Über die Verwendbarkeit der Wolframbogenlampe zur Erzeugung ultravioletter Strahlung . . 93
Ein Thermoelement zur Messung von Oberflächentemperaturen 93
Ein hochempfindliches astatisches Galvanometer mit kurzer Schwingungsdauer 94
Das Multi-Vibrations-Galvanometer 95
Der Brechungsindex der Luft im sichtbaren Spektrum zwischen 0 und 100 Grad 150
Ein Apparat zur Verbreiterung von Spektren 151
Zweilinsige Halbapochromate 152
Über die Berechnung astigmatisch korrigierter Gläser 153
Über die Berechnung dreiteiliger aplanatischer Objektive mit gleichen inneren Krümmungen 154
Untersuchung von Objektiven mit dem Luftkeil 154
Prüfung von Reproduktionsobjektiven 155
Ein neuer Interferenzapparat zur Prüfung von Zählkammern für Blutkörperchen 155
Über Solenoid-Elektromagnete 156
Studien über die Explosion von Drähten durch elektrischen Strom 157
Einfluß der Glasur auf einige physikalische Eigenschaften von Porzellan 158
Eine neue Sonnenuhr 215
Verbindung von Tachymetertheodolit und Kippregel 216
Laboratoriumsinstrument zur Prüfung binokularer Fernrohre 218
Die Verwendung von Kalkspatlinsen als lichtstarke Polarisatoren 219
Methoden zur Messung der magnetischen Eigenschaften bei verschiedenen Temperaturen . . 220
Über den Gebrauch von graphischen Rechentafeln mit Punktskalen und einer Geraden als Ablesekurve 262
Einige neue Registrierinstrumente 263
Beitrag zur Schallmessung 265
Über die Absorption des Lichtes in optisch-inhomogenen Medien 266
Beschreibung einer Prüfbank für Aero-Linsen 267
Ein Temperaturregler für elektrische Öfen 267
Erhöhung der Meßgenauigkeit von Gleichstromamperemetern 267
Die Eigenschaften von Wolfram und die Charakteristiken von Wolframlampen 268
Sir William Herschel-Nummer 323
Über die Konstruktion des Thermophotometers 329
Ein einfaches Mikrophotometer 329
Ein neues Nephelometer 330
Hysteresigraph mit zwei Spiegeln und gedämpften Systemen 330
Eine Einrichtung für visuelle Spektralphotometrie 380
Bemerkungen über Nephelometrie und Vorschlag einer empfindlichen Methode zur Untersuchung der Beständigkeit von Explosivstoffen 381
Hitzdraht-Anemometer 383
Ein neuer Schnellregler für kleine elektrische Zentralen 384
Über Dauermagnete 385
Ein Punktindikator zur genauen Ermittlung von Kolbenmaschinendiagrammen. Die Aufnahme von Flammbildern im Totraum einer Dieselmaschine 385
Direkte (exakte) Lösung des einfachen Rückeinwärtsschneidens im Raume 434
Demonstrationsmodell des Orel-Zeissschen Stereoautographen 434
Die Beobachtungsergebnisse der Südfinnischen Triangulation in den Jahren 1920—1923 . . . 434
Asphärische Linsensysteme 436
Graphische Darstellungen und Tafeln zur Ermittlung der Energieverteilung nach der Planckschen Formel 437
Schutzvorrichtung für Galvanometer bei Isolationsmessungen gegen Schäden durch Isolatordurchschlag 437
Apparate zur Demonstration der thermischen Umwandlungspunkte beim Eisen und einigen Legierungen nebst deren Anomalien 438
Elektrisches Meßverfahren zur Bestimmung kleiner Flüssigkeitsdrücke 486
Die Korrektion optischer Systeme auf Grund der Wellentheorie des Lichts 488
Die Restfehler in koma-freien verkitteten Objektiven vom Typus „Kron voran“ 490

Seite
Beugungserscheinungen an einer geraden Kante bei Benutzung einer breiten Lichtquelle . . . 490
Zur heterochromatischen Photometrie 491
Universal-Polarimeter 491
Schnecke für einen Röntgen-Spektrographen 493
Ein Sensitometer ohne Belichtungsunterbrechung mit Kontrolle des Antriebsmotors durch eine Uhr 493
Über ein einfaches und sicheres Verfahren zur Abätzung dünnster Wollastondrähte 495
Über elastische Nachwirkung bei verschiedenen Temperaturen 540
Studie zur Anwendung der Isoplanasiebedingung 540
Die Interferometerbilder der primären Aberrationen 541
Ein neues Refraktometer 543
Das Thermorelais 543
Hochfrequenz-Induktionsöfen für sehr hohe Temperaturen 544
Ein Spektrograph mit nicht geneigter Platte 588
Teleskopspiegel aus Magnesium-Oxychlorür 588
Ein neues Verfahren zur Herstellung großer Teleskopspiegel 589
Die Hahnsche Sonnenuhr 590
Verbindung von Tachymetertheodolit und Kippregel 591
Photogrammetrische Apparate 591
Herstellung von großmaßstäblichen Schichtlinienkarten in hochwertigem, flachem Gelände unter Heranziehung von Luftbildern 592
Luftbildwesen 592
Über die auflösende Kraft des Mikroskops 592
Ein Dreifarbenkolorimeter für Normungszwecke 593
Die wirklichen Lichtstärken der photographischen Objektive 593
Kritik der Monochromatisch-plus-Weiß-Methode der Kolorimetrie 595
Eine neue Methode der Kolorimetrie 595
Die Rechenmaschine „Hamann-Manus“ 596
Der Rechenschieber „Stellfix“ 597
Präzisions-Taschen-Rechenuhr 1925 598
Geodätische Instrumente und Rechenmaschinen auf der Ausstellung für Optik und Feinmechanik in Wien 632
Der Rechenschieber „Py-Lo“ 632
Ein neues Verfahren zur Herstellung durchsichtiger, frei ausgespannter Metallhäutchen . . . 633
Messung des Lichtstreuungskoeffizienten einiger gesättigter Dämpfe 633
Das Okularinterferometer 634
Doppelsternmessung mit einem Gitterinterferometer 634
Fraunhofer und die Entwicklung der Gittertechnik 634
Der Einfluß der Objektweite auf die sphärische Aberration als Parameterfunktion in gewissen Formen von Fernrohrobjektiven 636
Ein Instrument zur beschleunigten Anfertigung von Laue-Photogrammen 637

Bücherbesprechungen.

J. Frank u. M. Meyerhof, Ein Astrolab aus dem indischen Mogulreiche 45
Dr.-Ing. Fritz Cramer, Elektrische Meßkunde 47
Mitteilungen des Reichsamts für Landesaufnahme 95
P. Wilski, Anweisung zur Ausführung der zentrischen Schachtlotung 96
W. Friedel, Elektrisches Fernsehen, Fernkinematographie und Bildübertragung 159
Preußische Markscheider-Ordnung 160
F. Kögler, Taschenbuch für Berg- und Hüttenleute 160
G. Baumgart, Gelände und Kartenkunde 269
W. Weitbrecht, Praktische Geometrie 270
Neue Preisliste von Gustav Heyde, Ges. für Optik und Feinmechanik m. b. H. in Dresden . . 271
Vasco Ronchi, *La prova dei sistemi ottici* 272

Seite

A. Rohrberg, Theorie und Praxis des logarithmischen Rechenstabes 331
F. G. Gauss, Fünfstellige vollständige logarithmische und trigonometrische Tafeln 332
Die preußische Landesvermessung. Hauptdreiecke 386
Koordinaten und Höhen. 1. Teil. Regierungsbezirk Königsberg 387
E. Martin, Die Rechenmaschinen und ihre Entwicklungsgeschichte 388
G. Stracke, Die kleinen Planeten 495
J. Drecker, Zeitmessung und Sterndeutung in geschichtlicher Darstellung 545
R. Idler, Die Theorie und die Genauigkeit des Scheibenrollplanimeters Nr. 4072 der Firma G. Coradi in Zürich 550
G. D. Cowie u. E. A. Eckhardt, *Wireless Longitude* 552
W. Geisler, Das Bildnis der Erde 552
Joh. Val. Keller-Zschokke, Eine schweizerische Schmelzhütte für optisches Glas in Solothurn 1831—1857 und Theod. Daguet, Fabrikant optischer Gläser 1795—1870 598
Fr. A. Willers, Mathematische Instrumente 637
Richard Ambronn, Methoden der angewandten Geophysik 638
John, W. F. Walsh, *Photometry* 639
K. Burns u. F. Meggers, *Standard solar wave lengths* 639
H. Hager u. Fr. Tobler, Das Mikroskop und seine Anwendung 640
Neue Preisliste von M. Hildebrandt G. m. b. H. in Freiberg i. S. 640

Zuschriften und Mitteilungen 48, 220, 388, 438
Mitteilung der Schriftleitung 96
Nachtrag zum Aufsatz S. 255 und Erwiderungen hierzu 332, 438, 444
Tagung der Internationalen Gesellschaft für Photogrammetrie 388
Nachtrag zum Aufsatz S. 476 586
Namen- und Sachregister 641
Fehlerberichtigung 647
Verzeichnis der Referenten des Jahrgangs 1926 648

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Kuratorium:

Prof. Dr. **E. Kohlschütter** in Potsdam, Vorsitzender, Prof. Dr. **R. Straubel** in Jena, Prof. Dr. **F. Weidert** in Berlin-Zehlendorf, geschäftsführendes Mitglied.

Schriftleitung: Oberregierungsrat Prof. Dr. **F. Göpel** in Charlottenburg-Berlin.

XLVI. Jahrgang. **Januar 1926.** Erstes Heft.

Zeitgemäße instrumentelle Vereinfachungen zur „Freiberger Aufstellung" bei polygonometrischen Winkelmessungen über Tage.

Von

Prof. Dr. **Harbert** in Braunschweig (Techn. Hochschule).

Bei den polygonometrischen Messungen unter Tage, also bei den üblichen markscheiderischen Messungen in der Grube, hatten die Zwangszentrierungsverfahren der Kasseler [Firma Breithaupt[1]) seit 1840] und der Freiberger [Firma Hildebrand[2]) seit 1876] Art seit langem ausgiebige und erfolgreiche Anwendung gefunden. Auch für den Gebrauch dieser und ähnlicher Verfahren über Tage sind erfreuliche Ansätze vorhanden, wie die Arbeiten Nagels, Jordans[3]), Gerkes[4]) und anderer zeigen. Wenn aber trotzdem diese Methoden in der landmesserischen Praxis nicht die allgemein erwünschte Verbreitung fanden, so muß diese Zurückhaltung ihre besonderen Gründe haben. Die in der *Zeitschr. f. Vermess.* **13.** *S. 523. 1884* von Jordan geäußerte Hoffnung, „daß die günstigen Azimutabschlüsse dem Verfahren bald Eingang verschaffen werden," sind leider nicht restlos in Erfüllung gegangen. So klagt Hammer unter anderem *S. 453* seines Lehrbuches im Jahre 1911 darüber, „daß diese Verfahren für Stadtvermessungen aber noch wenig in Gebrauch sind." Daß das Verlangen nach passenden Geräten zur Ausschaltung der schädlichen Umsetzungsfehler bei Polygonisierungen über Tage in Städten ein weit verbreitetes ist, zeigt auch ein Vorschlag von K. Oltay-Budapest in *dieser Zeitschr.* **35.** *S. 128—131. 1915.* Es wird dort nach Art des Freiberger Verfahrens das Punktsignal mit einer konischen Achse in

---

[1]) W. Breithaupt, Die Aufstellung des Breithauptschen Theodolits mit Signalen in der Grube. **42.** *Jahrg. österr. Zeitschr. f. Berg- und Hüttenw. 1894;* dazu Referat in *dieser Zeitschr.* **15.** *S. 343. 1895* und neuerdings H. Marchand, Über Fortschritte im Bau der Grubenvermessungsinstrumente. *Montanist. Rundsch. 1924. Nr. 17.*

[2]) A. Nagel, Zentrierapparate für Theodolit- und Signalaufstellung. *Der Zivilingenieur. Jahrg. 1886. S. 179—191.* Dort finden sich auch auf Tafel XIV die genaue Zeichnung des optischen Lotapparates und in Fig. 5 ein Scheibensignal auf Stativ mit Freiberger Kugel. Die Kugel ist dort noch in ziemlicher Vollständigkeit vorhanden, während man sich später mehr und mehr auf eine schmale Äquatorzone, einen ringförmigen Wulst, beschränkte. Ebenso *Zeitschr. f. Vermess.* **17.** *S. 39—50. 1888.* (Auszug aus vorst. Quelle.)

[3]) Jordan, Signale für Polygonwinkelmessung. *Zeitschr. f. Vermess.* **13.** *S. 520—523. 1884* und Jordan, Handbuch der Vermessungskunde. 2 Band. 8. Aufl. Stuttgart 1914. *S. 463.*

[4]) Gerke, Die Polygonisierung bei der Stadtvermessung Altenburg. *Zeitschr. f. Vermess.* **17.** *S. 75. 1888.*

das Lager der Stativplatte, über die vorher der Theodolit mit einer Zentrierspitze scharf zentriert war, eingeführt. Forscht man nach den Ursachen der Ablehnung bei Tagmessungen, so könnte in erster Linie angeführt werden die durchaus unterschiedliche Gestaltung polygonaler Züge in der Grubenmessung und in der Landmessung. In der Regel handelt es sich bei den ersteren mehr um eine einheitliche Erstreckung ohne ausgedehnte seitliche Abgänge, während bei der Land- und Stadtvermessung die Züge durch ihre Abzweigungen, Verästelungen und Verknotungen, durch die Seitenabgänge in die zurückliegenden Höfe und Gärten sich zu einem vielgestaltigen, verwickelten Netze vereinigen. Bei der Winkelbeobachtung in einem solchen Netze, wo oft von einem Knotenpunkte im Gegensatz zur Grubenmessung fünf oder mehr Strahlen nach seitwärts abgehen, reicht das vom Markscheider in der Regel verwendete Geräte, aus Theodolit und höchstens zwei bis drei Signalen bestehend, zur einheitlichen Durchführung der exakten Kasseler oder Freiberger Zwangszentrierungsverfahren einfach nicht aus, weil für die zahlreichen Seitenstrahlen, fliegenden Zugstücke, toten Strahlen usw., die vom Hauptzug oft ausgehen, drei Stative, von denen eines mit dem Theodoliten, die beiden anderen mit den Punktsignalen besetzt sind, zu wenig sind Die Beschaffung zahlreicher weiterer Stative, die aus anderen Zweigen des Vermessungsdienstes wohl öfter in größerer Zahl vorhanden sind würde sich schon durchführen lassen, aber diejenige der Zielzeichen in größerer Anzahl, mindestens acht Stück, scheitert meistens an den mit solchen Massenanschaffungen verbundenen erheblich großen Kosten.

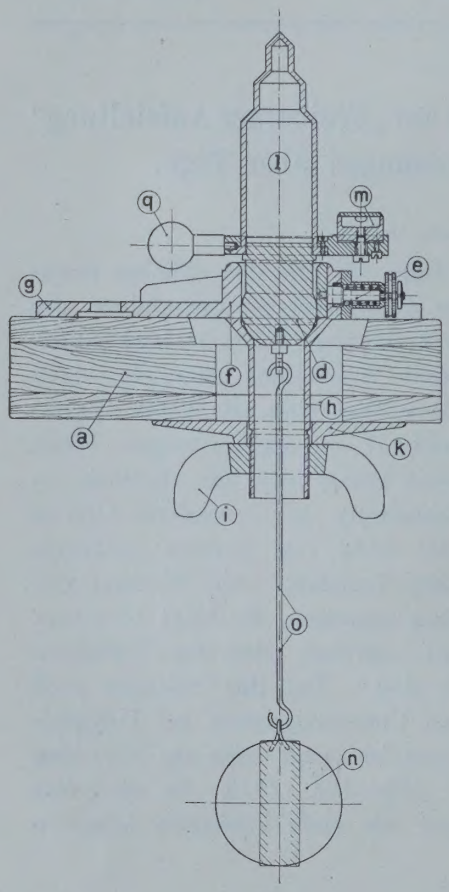


Fig. 1.

Es werden nun zwar von unseren ersten geodätischen Präzisionswerkstätten auch für die Messungen über Tage[1]) in dieser Hinsicht Signale angeboten, die aber in ihrer Konstruktion für die Zwecke der Stadt- und Feldmessung vielfach noch zu verwickelt und, was besonders ausschlaggebend ist, zu kostspielig sind, weil diese Firmen sich zu sehr noch, vielleicht in dem immerhin berechtigten Bestreben vielseitigster Verwendungsmöglichkeit der Signale für Messungen über und unter Tage, an das althergebachte Gewand der Grubensignale hielten. Für Stadt- und Feldmessungen muß das Signal möglichst einfach, leicht und wegen der größeren Zahl der gleichzeitig erforderlichen Signale möglichst billig herstellbar sein. Im nachfolgenden soll über Konstruktionen und Versuche, die in dieser Hinsicht angestellt wurden, Näheres mitgeteilt werden. Um eine grundsätzliche Neuerung handelt es sich dabei nicht, es sind vielmehr frühere Konstruktionen und

[1]) M. Hildebrand in Freiberg i. Sa. Katalog Theo. 7. S. 27. Bild 30 und *Allgem. Vermess. Nachr. S. 887. 1922. Abb. 4* (K. Lüdemann, Der Nutzwert kleiner Theodolite) und O. Fennel in Kassel, Katalog geodätischer Instrumente. Abt. 2. Ausg. 1921. *S. 30* und A. Fennel, Geodätische Instrumente. Heft II. Nonien-Theodolite. *S. 47.*

Ideen zu einem neuen einheitlichen zweckdienlichen Wirken zusammengebracht. Die zu behandelnde Vereinfachung folgt im wesentlichen dem Grundprinzipe der Freiberger Aufstellung mittels einer Zentrierkugel, bzw. eines genau gleichen kugeligen Wulstes an Theodolit und Signal, wie sie von M. Hildebrand 1876 eingeführt wurde. Das Zielsignal lehnt sich einer Konstruktion, wie sie Böhler[1]) bei seinem Basismeßverfahren auf S. 11 in Fig. 7 gewählt hat, an, nur mit dem Unterschiede, daß jetzt der lotrecht zu stellende Zielzapfen mit Rücksicht auf die bei polygonometrischen Messungen wechselnden Zielweiten und damit wechselnden Bildgrößen in verschiedener Dicke hergestellt wurde. Auf dem hölzernen Stativkopf *a* (Fig. 1), der zum Zweck möglichst leichter und genauer Zentrierung bei der Aufstellung im Gelände über dem Polygonpunkt eine weite zylindrische Durchbohrung besitzt, liegt nach dem bisherigen Muster der Freiberger Aufstellung eine dreistrahlige, mit vertikalen Versteifungsrippen und zentrischer Durchbohrung versehene Auflagerplatte (Fig. 3 u. 4) als Unterlage für die Dreifußschrauben des Theodolits, von denen eine in einer festen, radial gestellten Rille (*b*, Fig. 3), die beiden anderen auf leicht und mit geringem Spielraum beweglichen Unterlagsplättchen (*c*, Fig. 3 u. 4) in konischen Vertiefungen aufsitzen. Die am unteren Ende der Dreifußbuchse des Theodolits angedrehte Freiberger Kugel, die mit der Kugel *d* des Signals (Fig. 1 und 2) in ihren Dimensionen genau übereinstimmt, sitzt dabei mit leichter regulierbarer Pressung durch das Druckklötzchen und die Feder *e* (Fig. 1, 3 u. 4) in dem oberen Hohlzylinder *f* der Stativplatte. In den beigefügten Figuren ist die Aufstellung des Theodolits, die nichts besonders Neues bringt, nicht zur Darstellung gelangt. Die Auflagerplatte *g* (Fig. 3), deren oberer Aufnahmezylinder *f* (Fig. 1) in dem engeren Rohr *h* (Fig. 1 u. 4) durch die hölzerne Stativplatte hindurch nach unten seine Verlängerung findet, wird durch ein auf dem zylindrischen Rohr *h* angebrachtes Gewinde mittels der Flügelschraube *i* und der kreisförmigen Scheibe *k* (Fig. 1) nach

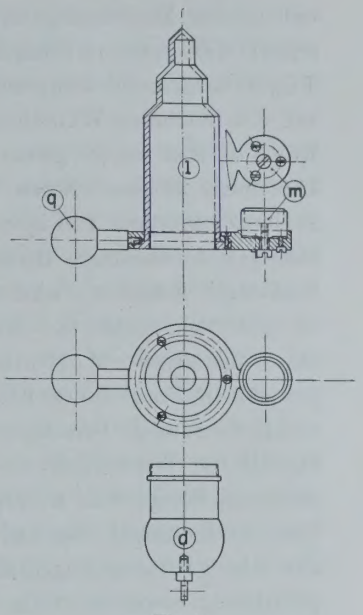


Fig. 2.

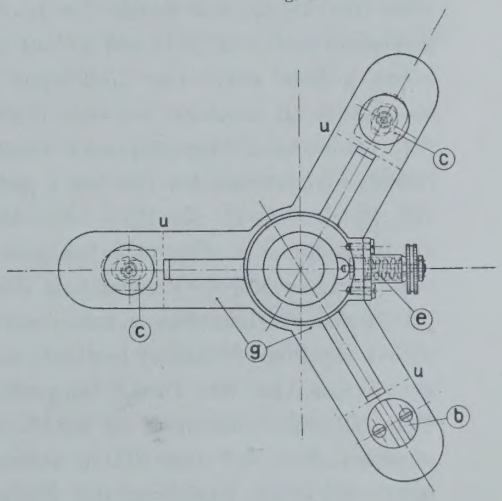


Fig. 3.

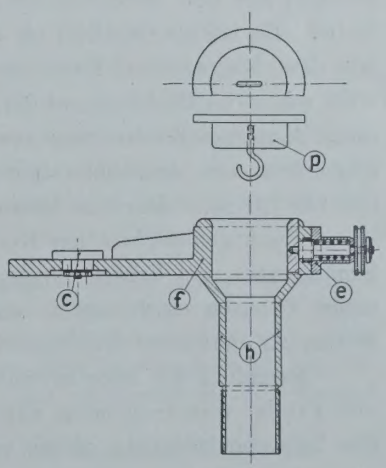


Fig. 4.

[2]) H. Böhler, Beschreibung des Basismeßverfahrens mittels horizontaler Distanzlatte. Sonderabdruck aus *Mitteil. aus den deutschen Schutzgebieten. Bd.**18.** 62 S. Berlin 1905.*

vollzogener Zentrierung an der Holzplatte unverrückbar festgeklemmt. Das messingene Signal, das in seine Einzelheiten zerlegt durch Fig. 2 und in seiner Aufstellung durch Fig. 1 dargestellt wird, tritt beim Auswechseln, d. h. beim Fortschreiten des Theodolits auf den nächsten Winkelpunkt selbsttätig, zwangsweise mittels der gleichen Freiberger Kugel *d* (Fig. 1 u. 2) genau in dieselbe zentrische Stellung, welche vorher die Achse des Theodolits in dem oberen Hohlzylinder *f* (Fig 1 u. 4) einnahm. Der obere Teil des hohlen Zielkörpers *l* (Fig. 1 u. 2) ist für nahe, mittlere und weitere Zielungen mit dachförmigen Abstufungen in verschiedener Stärke gehalten. Der untere massive Teil, die Freiberger Kugel *d*, wird durch Vermittlung eines kreisförmigen, horizontalen Ringes, an dem sich rechts die für die Lotrechtstellung des Signals erforderliche zugeschmolzene, justierbare Mollenkopfsche Dosenlibelle *m* (Fig. 1 u. 2) und links ein Gegengewicht in Form einer Kugel *q* (Fig. 1 und 2) befindet, mit dem oberen Hohlkörper durch Schrauben befestigt. Um die Verlagerung der lotrecht zu haltenden Achse des Signals bei Winddruck zu erschweren, war in die massive Kugel *d* zum Aufnehmen eines ein Bleigewicht *n* tragenden Hakens *o* (Fig. 1) eine kleine Öse eingelassen. Diese Vorsichtsmaßregel hat sich aber im Freien selbst bei stärkerem Winde infolge der nur sehr geringen Angriffsfläche und des tiefgelegenen Schwerpunktes des Signals als überflüssig erwiesen. Die Wendung des Signals zwecks Tilgung von Fehlern konnte vom Instrument aus durch den Beobachter nachkontrolliert werden, indem die Gegengewichtskugel *q* (Fig. 1 und 2) auf der einen Seite schwarz mattiert, auf der anderen blank poliert war. Der Zielkörper selbst war, um störende Reflexe von Sonnenlicht unmöglich zu machen, schwarz mattiert. Beim Aufstellen des Stativs über den örtlich vermarkten Polygonpunkt wurde nach grober Horizontierung und Zentrierung des hölzernen Stativkopfes die bei *i* gelockerte Auflagerplatte *g* (Fig. 1 u. 3) zur Erzielung von Spielraum in die Mitte des hölzernen Stativkopfes gebracht, mit einem an der Zentrierscheibe *p* (Fig. 4) befestigten Schnurlot durch Versetzen der Stativfüße genähert und nachher durch Verschieben der Stativplatte *g* innerhalb der Bohrung der Holzplatte des Stativkopfes *a* fein zentriert. Jedes Stativ wurde bei den Messungen von einem Gehilfen (Schüler) bedient, der auch gleichzeitig durch ein hinter dem Zielstift gehaltenes oder mit Draht festgemachtes weißes Kartonblatt dem Beobachter günstige Beleuchtungsverhältnisse zu schaffen hatte. Das Verfahren der Ablotung des Winkelpunktes oben auf dem Stativ herunter auf den im Gelände vermarkten Polygonpunkt spielt bei allen Verfahren der Zwangszentrierung nach Jordan, nach Freiberger oder Kasseler Art und auch hier bei dem vereinfachten Signalverfahren eine untergeordnete Rolle. Es ist gleichgültig, ob das Fadenlot, das starre Lot oder die optische Lotung mit dem Nagelschen Tiefloter zur Anwendung gelangt. In den allermeisten Fällen wird schon im Hinblick auf den Zeitgewinn das Fadenlot als ausreichend zu empfehlen sein, denn die Zentrierung von Theodolit oder Signal über den Markpunkt verlangt, abgesehen von den Abzweigungen, im glatten Zuge selten größere Genauigkeit als 0,5 bis 1,0 cm. Darüber hinaus sollte man nicht gehen, nicht etwa wegen der örtlichen Punktgenauigkeit der Koordinierung, sondern mit Rücksicht auf etwaige spätere Ergänzungs- und Erneuerungsarbeiten bei Winkelmessungen, bei denen auch eine in engen Grenzen nachträglich abweichende Instrumentaufstellung, besonders in kurzen Seiten, zu fühlbaren Differenzen führen könnte.

Nachdem die oben erwähnte Konstruktion über das Stadium der ersten Versuche mit Erfolg versprechenden Ergebnissen hinweggekommen war, wurde zur Erprobung der Leistungsfähigkeit dieser vereinfachten Freiberger Aufstellung und zur Erzielung neuer Erfahrungen und Anregungen eine größere Polygonisierung, die als Grundlage

für die Neumessung der Stadtgemeinde Lüdenscheid in Westfalen dienen sollte, ausgeführt. Im folgenden soll über den Verlauf und das Ergebnis dieser Winkelmessungen und über die in instrumenteller Hinsicht gemachten Erfahrungen berichtet werden.

Besondere Schwierigkeiten bereiteten die zahlreichen Abzweigungen von Seitenstraßen und Gassen im Innern dieser Stadt. Es war nicht möglich, diese Seitenzüge stets von Hauptpolygonpunkten abgehen zu lassen. Für die Abzweigungen wurden dann scharf in die Polygonseiten eingefluchtete Zwischenpunkte (nach Art der Kleinpunkte) benützt, die aber nicht wie Kleinpunkte durch reine Streckenmessung festgelegt und eingerechnet wurden, sondern durch einen in der Hauptpolygonseite gemessenen und gerechneten besonderen Zwischenpolygonzug, der wiederum den Anschluß der abzweigenden Seitenzüge zu vermitteln hatte. Diese Zwischenpunkte, die oft nur wenige Meter von den Hauptpunkten entfernt lagen, erforderten zur Ausschaltung der unter solchen Verhältnissen beim Auswechseln von Theodolit und Signal stark zu befürchtenden Zentrierfehler ein besonderes Verfahren der Winkelmessung, das bei den Verhältnissen unter Tage gebräuchlich, bei Polygonisierungen über Tage aber bedauerlicherweise bisher nur seltener Verwendung fand. Das gesamte Gerät, bestehend aus acht Auflagerplatten mit ebenso vielen vereinfachten Signalen war von den Braunschweiger Mechanikern Vasterling und Loof nach der oben geschilderten Konstruktion angefertigt worden. Als Stativ eignet sich jedes beliebige Theodolitstativ mit genügend großer Öffnung der Deckplatte. Gegenüber den heute noch ziemlich kostspieligen Signalgeräten, wie sie in ähnlichen Fällen bei Messungen in der Grube gebraucht werden, war für dieses Musterbeispiel größte Vereinfachung im Geräte angestrebt, um so für eine weitere Verbreitung dieser genauen und schnellen Methode der Freiberger Aufstellung in der Neumessungspraxis zu werben. Nachdem die Gehilfen (Primaner) im Aufstellen und Zentrieren der Stative einige Stunden geübt waren, begann an einem Nachmittag die erste Messung von 23 Punkten durch einen Beobachter, während der zweite Beobachter die Unterweisung und Beaufsichtigung der Mitarbeiter besorgte. Es wurden stets zwei einfache Sätze (unter einem Satz ist das einmalige Einstellen aller Ziele verstanden) gemessen, zwischen erster und zweiter Lage wurde das Fernrohr durchgeschlagen und der Kreis um etwa 90^0 verstellt. Zum Schutze gegen Ablesefehler wurden Hilfszeiger, die vor Beginn der Messung von den Beobachtern selbst in genügendem Abstand rechts vom Nullpunkt des Nonius durch Einreißen mit dem Messer auf der Alhidade angebracht waren, abgelesen[1]). Als Instrumente dienten zwei Nonientheodolite von M. Hildebrand in Freiberg i. Sa. mit 12 cm Kreisdurchmesser, deren kleinste Teilungseinheit 20′ und deren Nonienangabe 30″ betrug. Am nächsten Tage und fortan wurde in jedem Zuge gleichzeitig von zwei Beobachtern[2]) mit beiden Instrumenten beobachtet, und zwar in abwechselnder Reihenfolge. Bei Beginn der Messung am frühen Morgen mußten mindestens die ersten vier Stative zur Vermeidung von Zeitverlusten für die Beobachter bereits zentrisch auf-

[1]) Der Bedeutung des Hilfszeigers wird, obwohl er seit langem bekannt und von Praktikern als unentbehrlicher Schutz gegen grobe Fehler bei Kreisablesungen immer wieder gefordert wurde, leider von unseren feinmechanischen Werkstätten noch nicht genügend Beachtung geschenkt. Hilfszeiger lassen sich, wie nachträgliche Abänderungen von C. Zeiss am Repititionstheodoliten II ergeben, sogar bei Skalenmikroskopen mit Nutzen anbringen, auch wenn hier naturgemäß der Zeigerabstand wegen der Kleinheit des Gesichtsfeldes gering ausfällt.

[2]) Beobachtet wurde vom Amtsrat O. Sust, Berlin, Preuß. Finanzministerium, und dem Verfasser.

gestellt sein. Sobald Beobachter 1 seinen Standpunkt 1 beobachtet hatte, ersetzte Beobachter 2 auf Standpunkt 2 den Zielstift durch das 2. Instrument und maß die Richtungen nach 1 und 3. Inzwischen war Beobachter 1 auf Standpunkt 3 eingetroffen und ersetzte sofort Zielstift auf dem bereit stehenden Stativ durch das 1. Instrument, sobald er von Beobachter 2 die Aufforderung dazu erhielt. Die rückwärtigen erledigten Stative rückten auf ein gegebenes Zeichen schnell nach vorn vor und bauten sich auf den angewiesenen Punkten neu auf. Obwohl die Messung des öfteren durch unvorhergesehene Hindernisse (Getreide, Zweige usw.) in der Linie aufgehalten wurde, konnten am Tage im Maximum bis zu 84, im Minimum 56 Polygonpunkte beobachtet werden, so daß nach $10^1/_2$ Tagen die sämtlichen 760 Punkte nebst 20 trigonometrischen Anschlußpunkten ohne nachträgliche Anstände richtig und genau, wie die nachfolgenden Andeutungen zeigen sollen, beobachtet waren. Von im ganzen 1105 Polygonseiten erhielten bei der späteren Zugberechnung als Verbesserungen der Brechungswinkel:

93	Polygonseiten	die	Verbesserung	0″	(8,5 %)
142	„	„	„	1″	(12,8 %)
172	„	„	„	2″	(15,5 %)
141	„	„	„	3″	(12,7 %)
133	„	„	„	4″	(12,0 %)
91	„	„	„	5″	(8,3 %)
83	„	„	„	6″	(7,6 %)
47	„	„	„	7″	(4,4 %)
39	„	„	„	8″	(3,6 %)
30	„	„	„	9″	(2,7 %)
20	„	„	„	10″	(1,8 %)
20	„	„	„	11″	(1,8 %)
22	„	„	„	12″	(2,0 %)
8	„	„	„	13″	(0,7 %)
13	„	„	„	14″	(1,2 %)
17	„	„	„	15″	(1,5 %)
5	„	„	„	16″	(0,4 %)
6	„	„	„	17″	(0,5 %)
3	„	„	„	18″	(0,3 %)
5	„	„	„	19″	(0,4 %)
6	„	„	„	20″	(0,5 %)
9	„	„	größer als	20″	(0,8 %)

In einem Zuge mußte ausnahmsweise auf der kurzen Strecke von 17 m die maximale Verbesserung von 2′ zugelassen werden, was einer belanglosen Seitenverlegung von nur 1 cm entspricht. Die größeren Beträge der Tabelle über 10″ der Fehlerverteilung treffen fast immer kurze Züge der späteren Einschaltung von Zwischenpunkten in die Polygonseite. Es läßt sich nachweisen, daß die Fehlerbeträge in engen Grenzen immer dann etwas wachsen, wenn das Prinzip der Freiberger Aufstellung aus irgendeinem Grunde z. B. bei Zugabzweigungen, ferner bei unvorhergesehenen Hindernissen in der Linie (meistens hohes Getreide) verlassen werden mußte. War in solchen Fällen vom Instrument aus der Zielstift nicht zu sehen, so wurde in die zylindrische Öffnung der Auflagerplatte an Stelle des Signals als Ziel ein freihängendes Handlot oder auch eine Zielbake zentrisch und lotrecht gehalten. Um kleine Fehler

der Justierung der Dosenlibellen und der Exzentrizität der Signale zu tilgen, wurde zwischen 1. und 2. Satzlage das Signal um 180° gewendet. Die Richtungen wurden zur Nachprüfung richtiger Messungen sogleich auf dem Standpunkte noch ausgerechnet und zwar, soweit der Feldbuchführer (Schüler) nicht damit fertig wurde, von dem Beobachter selbst. Die Hilfszeiger wurden im Felde nicht nachgerechnet und dienten bei der häuslichen Rechnung dreimal der Aufdeckung eines gröberen Irrtums, wo sonst ev. örtliche Nachmessung notwendig geworden wäre. Der unverpackte Theodolit wurde während der Messung auf einem horizontal vor der Brust gehaltenen Brettchen mit Halsschnur, das gleichzeitig dem Feldbuchführer als Unterlage diente, von Stand zu Stand befördert. Die Arbeit der Stativträger war folgende: Über einem angewiesenen Punkte das Stativ bis auf 1 cm genau zentrisch so aufstellen, daß die Unterlagsplatte bzw. der Stativkopf wagerecht lagen, Zielstift einsetzen, mit seiner Dosenlibelle lotrecht stellen, dem 1. Beobachter einen günstigen Hintergrund für die Einstellung durch Aufhaltung eines weißen Kartons hinter dem Zielstift geben, Zielstift wenden und neu lotrecht stellen. Sodann waren genau dieselben Dienste für den 2. Beobachter zu verrichten, das Stativ abzubauen und vorzurücken zum neuen Standpunkt, der vorn im Zuge von einem Vermessungstechniker der Stadt inzwischen aufgesucht und angewiesen wurde.

Die Anzahl der verfügbaren Holzstative mit Auflagerplatten und zugehörigen Signalen kann für diese Zwecke der Messung über Tage nicht groß genug gewählt werden. Man sollte in der Regel nicht unter 8 Stative heruntergehen, wenn auf glatter Strecke die bewegliche, schnellfortschreitende Winkelmessungsarbeit durch nicht ganz zu vermeidende Verzögerungen im Aufbauen der Stative nicht aufgehalten werden soll, und wenn bei zahlreichen Zugabzweigungen kein Mangel an Stativen und Signalen eintreten soll. Das Verfahren der Zwangszentrierung läßt sich aber trotzdem in aller Strenge selbst bei acht Stativen nicht durchführen. Denn bei auftretenden Abgängen, Verzweigungen oder Verästelungen des Polygonnetzes kann man natürlich nur einer Hauptzugrichtung unter Mitnahme der nächstliegenden Abgangsseiten im strengen Zwangszentrierverfahren mit der Winkelmessung folgen. Die Hauptzüge sollten aber dabei unbedingt nach diesem Verfahren lückenlos durchgeführt werden. Nur sollte man bei Abzweigungen durch besonders scharfe Ablotung mit dem Schnurlot — der Nagelsche optische Tiefloter ist nach meinen Erfahrungen nicht einmal notwendig — auf präzise definierte Punkte die Unterbrechung der Messung möglichst nur in einer längeren Polygonseite zur Ausschaltung von Auswechselfehlern vornehmen. Am besten schlägt man an den Unterbrechungspunkten in das Gas- oder Drainrohr, die an und für sich zu grob sind für die Feinheiten der Richtungsübertragungen, einen Holz- oder Korkpfropfen, in den dann wieder eine Stecknadel für die Zeit der Unterbrechung eingelassen wird. Im Interesse einer günstigen Fehlerfortpflanzung muß gerade an diesen wunden Stellen der vorübergehenden Unterbrechung der Beobachtung für die genaueste Vertauschung von Zielsignal und Winkelmesser Sorge getragen werden.

Da trotz sorgfältiger Erkundung des Netzes bei der Zielung von einem Stativkopf zu dem nächsten sich öfter neue und unvorhergesehene Hindernisse, wie bauliche Neuerungen, Feldfrüchte usw. in den Weg stellten, waren die Beobachter gezwungen, gelegentlich die kurzen Metallziele l (Fig. 1) durch 2 m lange, in der Auflagerplatte zentrisch und gut lotrecht gehaltene Zielbaken zu ersetzen. Damit war das Prinzip der Zwangszentrierung vorübergehend durchbrochen, ohne daß bei der häuslichen Auswertung sich eine ins Gewicht fallende bedeutende Genauigkeitsminderung gezeigt hätte. Bei den örtlichen Winkelmessungen wurde ferner die in Fig. 1

und 3 mit *e* bezeichnete Federung, welche die gute Lagerung und Haltung der Zentrierkugel *d* von Theodolit und Signal in der zylindrischen Hülse *f* (Fig. 1) bewirken sollte, als entbehrlich, ohne Schaden für die Winkelmessung, zuletzt gar nicht mehr betätigt. Beide Erfahrungen gaben die Anregung, die instrumentelle Einrichtung der oben beschriebenen Art der Freiberger Zwangszentrierung noch weiter zu vereinfachen in einer Weise, die in der folgenden Erläuterung zur Darstellung gelangen soll.

Zunächst wurde der immerhin noch kostspielige metallene Zielstift (Fig. 2) ersetzt durch einen vom Drechsler aus Weißbuchenholz gedrehten Zielstift (Fig. 5), etwa in der Stärke eines Fluchtstabes oben für die wechselnden Zielweiten dachförmig abgestuft, und zwar so lang gehalten, daß man mit dem bekannten Lattenrichter (Fig. 6) der Firma G. Butenschön in Bahrenfeld bei Hamburg den Zielstift, der unten durch ein eingehängtes schweres Bleigewicht besseren Halt (Fig. 7)

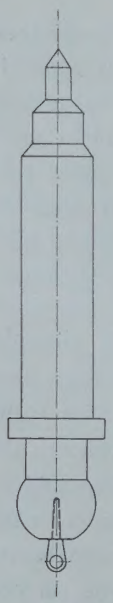


Fig. 5.

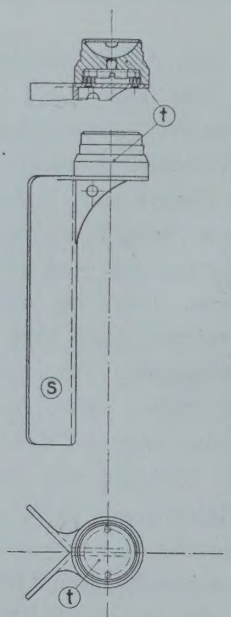


Fig. 6.

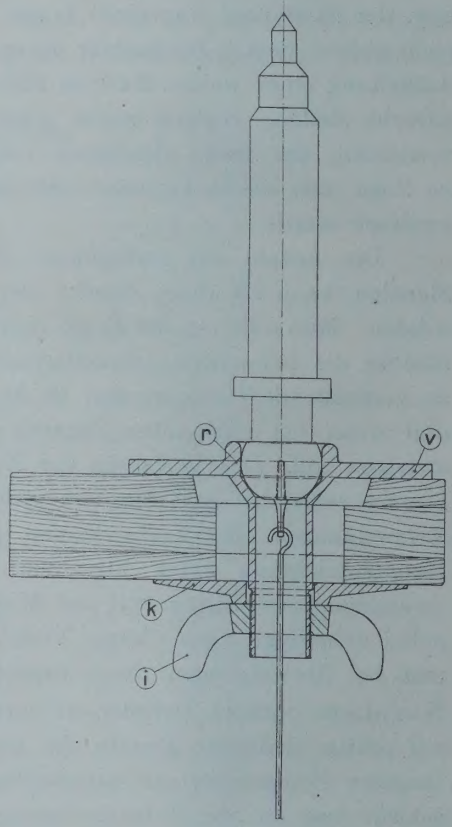


Fig. 7.

erhielt, bequem lotrecht stellen konnte. Dieser Lattenrichter trägt oben an einem rechtwinkligen Winkeleisen *s* (Fig. 6) eine zugeschmolzene Mollenkopf-Libelle *t*, deren Mittelmarkenradius parallel der Kante berichtigt ist.

Es erschien gleichzeitig wünschenswert, die Auflagerplatte (Fig. 3), welche in den Ausmaßen der vorliegenden Konstruktion nur für die Hildebrand-Theodolite von einem Teilkreisdurchmesser von 8 cm und dementsprechendem Abstand der Dreifußschrauben verwendbar ist, auch für solche Theodolite mit 16 cm Durchmesser des Teilkreises benützen zu können. Ein Versuch, die Unterlagsplatten für die verschiedensten Ausmaße der Theodolit-Dreifüße geeignet zu machen, führte zu umständlichen Weiterungen in der Konstruktion, dagegen ergab folgende Maßnahme einen Erfolg. Der ganze Theodolit, gleichgültig von welchem Ausmaße des Dreifußes, wurde nach

Zentrierung seiner Freiberger Kugel in der Hülse *f* (Fig. 1) der Auflagerplatte um rund 60° bei festliegender Unterlagsplatte *g* gedreht, so daß die Dreifußspitzen jetzt au- das Holz des Stativkopfes *a* (Fig. 1) zu stehen kamen. Die Fußschrauben des Theodolits wurden mittels der bekannten losen Unterlagsplättchen, die am besten auf ihrer Unterseite berauht sind oder drei feine spitze Zähne zum Eindrücken in die Holzplatte des Stativs besitzen — vor allem zum Schutze gegen Drehbewegungen des Instrumentes während der Winkelmessung —, auf dem Stativkopf aufgestellt. Auf diese Weise, ist man von der Größe und den Ausmaßen des Theodolits ganz unabhägig geworden, die bisherige Auflagerplatte spielt jetzt nur noch die Rolle einer in der Ausbohrung der Holzplatte des Stativkopfes verschiebbaren und mit *i* und *k* (Fig. 7) festzustellenden Zentrierhülse für Theodolit und Signal. Die dreistrahligen Arme werden bei dieser Verwendungsart zum größeren Teile überflüssige und störende Beigabe, die man am besten am Ende ihrer Versteifungsrippen etwa bei *u* (Fig. 3) absägt, oder man kann, wie es in Fig. 7 dargestellt ist, die Zentrierhülse *r* mit einer flachen Scheibe *v* umgeben, die das Durchschlüpfen derselben durch die Bohrung der Holzplatte zu verhindern hat. Da die Spitzen der Fußschrauben jetzt um die Stärke der bisherigen, bei *u* abgekürzten Auflagerplatte tiefer zu stehen kommen, wird man den Kranz *r* der Zentrierhülse (Fig. 7) im Gegensatz zu demjenigen *f* der Auflagerplatte (Fig. 1) niedriger halten, wie die Fig. 7 zeigt. An dieser Zentrierhülse wird nun auch auf Grund der oben angedeuteten Erfahrungen die Spannfeder mit dem Druckklötzchen *e* (Fig. 1 u. 3) fortgelassen. Zu dieser Maßnahme berechtigt die Überlegung, daß man selbst bei den nur ausnahmsweise vorkommenden Zielweiten von 10 m geringe Umsetzungsfehler von 1 bis 2 mm beim Vertauschen von Signal und Theodolit in Kauf nehmen kann, ohne eine erhebliche Einbuße bei den praktischen Zwecken dienenden polygonometrischen Winkelmessungen über Tage zu erleiden. Die Zentrierkugel braucht infolgedessen nicht mehr so stramm in die Zentrierhülse *r* (Fig. 7) zu passen, sie bekommt leichten, ganz geringen Spielraum, der nur unbedeutende Umsetzungsfehler selbst unter den ungünstigen Verkältnissen kurzer Seiten mit sich bringt. Diesem kleinen Nachteil zuliebe kann jetzt die Federklemme *e* geopfert werden, was für die konstruktive Durchbildung als auch für die örtliche Messung ein nicht unerheblicher Gewinn ist. Versuchswinkelmessungen mit diesen Anordnungen ergaben bei regelmäßigen Sechsecken von 20- und 30-m-Seiten, die in gleichseitige Dreiecke aufgelöst waren und in denen alle sechs Dreieckswinkelsummen gemessen wurden, gute Ergebnisse. Außerdem wurde das Verfahren dieser weiter vereinfachten Freiberger Zwangszentrierung bei Polygonisierungen für Talsperrenvorarbeiten im schwierigsten Teile des Eckertales im Harz mit gutem Erfolge erprobt.

Da es an einem praktischen, bequemen und theoretisch einwandfreien, exakten Ausgleichungsverfahren für die Fehler in den Polygonzügen bisher fehlte, so galt in der messenden Praxis der Grundsatz bei der Ausführung von Polygonzügen: „Genaue Messung ist die beste Ausgleichung." Diesem Ziele genauer Messung kommt man mit Hilfe der scharfen Zwangszentrierungsverfahren nun erheblich näher, ohne dabei an Zeit einzubüßen. Um den Erweis zu erbringen, daß das oben geschilderte, bei der Lüdenscheider Polygonisierung angewandte vereinfachte Freiberger Verfahren dem bisher Geleisteten überlegen ist, wurde aus den Akten von 13 Neumessungssachen im Regierungsbezirk Arnsberg eine Auszählung der Richtungsverbesserungen gemacht, wovon hier ein kurzer Auszug zum Vergleich geboten sei. Die Verbesserungen waren überall in $^1/_{10}'$ gemacht; die ganz selten vorkommenden Fehler über 1′ sind nicht gezählt.

Von 6057 Seiten erhielten

1202	Polygonseiten	die	Verbesserung	$^0/_{10}'$	(19,8 %)	[49,5 %]
2005	„	„	„	$^1/_{10}'$	(33,1 %)	[38,6 %]
1201	„	„	„	$^2/_{10}'$	(19,7 %)	[9,0 %]
750	„	„	„	$^3/_{10}'$	(12,5 %)	[2,9 %]
387	„	„	„	$^4/_{10}'$	(6,5 %)	
278	„	„	„	$^5/_{10}'$	(4,6 %)	
145	„	„	„	$^6/_{10}'$	(2,4 %)	
68	„	„	„	$^7/_{10}'$	(1,1 %)	
11	„	„	„	$^8/_{10}'$	(0,2 %)	
7	„	„	„	$^9/_{10}'$	(0,1 %)	
3	„	„	„	$^{10}/_{10}'$	(0,0 %)	

Die entsprechenden Werte der oben besprochenen Versuchsmessung sind unter Zusammenfassung nach $^1/_{10}'$ in eckigen Klammern beigefügt. Es zeigt sich ein durchaus günstiges Verhältnis.

Was die Arbeitsgeschwindigkeit der Versuchsmessung anbelangt, so ist es von vornherein klar, daß bei der stark durchgeführten Trennung und Arbeitsteilung zwischen den untergeordneten Vorgängen des Stativaufstellens und dem eigentlichen Winkelmessungsvorgang das geschilderte Verfahren überlegen sein muß. In den oben angezogenen Messungsakten waren nicht immer genaue Notizen über den Zeitverbrauch bei der Polygonwinkelmessung gemacht. Solche liegen mir nur von sechs Neumessungen vor. Die tägliche Durchschnittsleistung der Winkelmessung betrug 15 Punkte, die Höchstleistung war 18, die Geringstleistung 11 Punkte. Nach den obigen Angaben (S. 5) wurde in Lüdenscheid von zwei Beobachtern die tägliche Durchschnittsleistung von 74 Punkten, also für einen Beobachter von 37 Punkten erreicht. Das ist eine so erhebliche Zunahme an Genauigkeit und Geschwindigkeit, daß man in den maßgebenden Kreisen der Behörden dem Verfahren der Zwangszentrierung mehr Aufmerksamkeit schenken sollte. Eine Kostenberechnung, bei der ich für 10 Gehilfen je 3 M. und für die Beobachter je 20 M. einsetze, läßt den Punkt, vermessen im Freiberger Verfahren, auf $70 : 74 = 0{,}95$ M., nach dem älteren Verfahren bei drei Gehilfen und einem Beobachter auf $29 : 15 = 1{,}90$ M. kommen.

Zweck dieses Aufsatzes sollte sein, auf die vorteilhafte Verwendungsmöglichkeit dieser vereinfachten Zwangszentriermethode hinzuweisen und für ihre weitere Verbreitung zu werben.

Zur Theorie des Winkelprismas.

Von

Ernst Daseke in Bonn.

Der Strahlengang beim gleichschenklig-rechtwinkligen Prisma wird als bekannt vorausgesetzt. Für die folgende Untersuchung sollen nur diejenigen Strahlen homogenen Lichts einer Ebene in Frage kommen, die nach zweimaliger Brechung und zweimaliger Reflexion so austreten, daß sich ein- und austretender Strahl schneiden. Sie treffen sich dann stets rechtwinklig. Der Scheitel dieses rechten Winkels, also der Schnittpunkt des Lichtstrahls vor der ersten und nach der zweiten Brechung, ändert bekanntlich seine Lage in einer zu den Prismenkanten normalen Ebene. Wäh-

rend nun nach früheren Darstellungen[1]) die Grenzen des Bereichs, in den der Fußpunkt der Winkelrechten auf eine Messungslinie fallen kann, aus zwei analytischen Kurven bestehen, wird im folgenden auf analytisch-geometrischem Wege gezeigt werden, daß es fünf Teile von drei Kurven 6. Ordnung sind. Es mag an dieser Stelle daran erinnert werden, daß bei dem Winkelspiegel die Grenzen des Gebiets Teile von vier Kreisen sind[2]).

Als Achsen des Koordinatensystems werden die Katheten des Prismas gewählt (Fig. 1). Der unter dem Winkel α einfallende und von der x-Achse die Länge l abschneidende Strahl hat die Gleichung

$$y = (x - l)\operatorname{ctg}\alpha . \qquad 1)$$

Die in der Figur bezeichneten Punkte A, B C haben die Koordinaten

$$x_A = \frac{l + c\operatorname{tg}\beta}{1 + \operatorname{tg}\beta}, \qquad y_A = \frac{c - l}{1 + \operatorname{tg}\beta};$$

$$x_B = \frac{l - c(1 - \operatorname{tg}\beta)}{\operatorname{tg}\beta}, \qquad y_B = 0;$$

$$x_C = 0, \qquad y_C = l - c(1 - \operatorname{tg}\beta),$$

wobei c die Länge der Katheten, β der Ausfallswinkel des einmal gebrochenen Strahls ist.

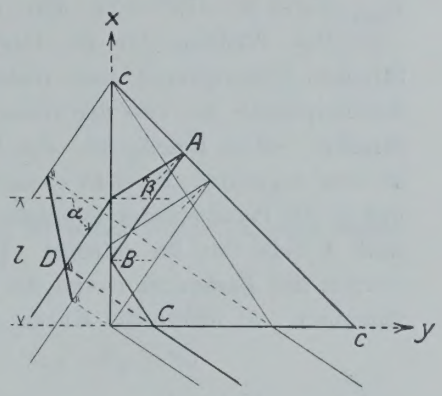


Fig. 1.

Die Gleichung des austretenden Strahls

$$y = -x\operatorname{tg}\alpha + l - c(1 - \operatorname{tg}\beta) \qquad 2)$$

ergibt zusammen mit 1) den Schnittpunkt D:

$$\begin{aligned} x_D &= \cos^2\alpha\,[l(1 + \operatorname{tg}\alpha) - c\operatorname{tg}\alpha(1 - \operatorname{tg}\beta)], \\ y_D &= \cos^2\alpha\,[l(1 - \operatorname{tg}\alpha) - c(1 - \operatorname{tg}\beta)]. \end{aligned} \qquad 3)$$

Eliminiert man hieraus l, so ergibt sich für ein konstantes α die Gerade

$$y = x\operatorname{tg}(45 - \alpha) - c\frac{1 - \operatorname{tg}\beta}{1 + \operatorname{tg}\alpha}. \qquad 4)$$

Für alle unter demselben Winkel α einfallenden Lichtstrahlen liegt also der Scheitel des rechten Winkels auf einer Geraden mit der Richtung $45 - \alpha$. Für den praktischen Gebrauch des Prismas kommt jedoch nur ein Teil dieser Geraden in Betracht. Die Größe l unterliegt noch zwei Bedingungen:

$$1)\ l \leqq c, \qquad 2)\ l \geqq c(1 - \operatorname{tg}\beta).$$

Die letztere folgt aus $x_B \geqq 0$, d. h. aus der Voraussetzung, daß der Lichtstrahl zweimal reflektiert werden soll. Die Grenzwerte müssen in 3) eingeführt werden, und man erhält auf jeder Geraden 4) zwei Punkte:

$$x_a = c\cos^2\alpha(1 - \operatorname{tg}\beta), \qquad y_a = -c\sin\alpha\cos\alpha(1 - \operatorname{tg}\beta), \qquad 5)$$

$$x_e = c\cos^2\alpha(1 + \operatorname{tg}\alpha\operatorname{tg}\beta), \qquad y_e = -c\cos^2\alpha(\operatorname{tg}\alpha - \operatorname{tg}\beta), \qquad 6)$$

deren Entfernung $L = c\sqrt{2}\cos\alpha\operatorname{tg}\beta$ ist, die den kleinsten Wert 0 hat und ihr Maximum für $\operatorname{tg}\alpha\cos\beta = 1$ erreicht. Die beiden Ungleichungen fordern noch, daß $\beta \geqq 0$

[1]) Vogler, Praktische Geometrie. Teil I. S. 316. Haußmann, Mitteilungen aus dem Markscheidewesen 1913. S. 55.

[2]) Samel, Zur Theorie des Winkelspiegels. Allgemeine Vermessungsnachrichten 1922. S. 859.

sein muß, wenn sie sich nicht widersprechen sollen. Da α und β wegen des Brechungsgesetzes

$$\sin\alpha - n\sin\beta = 0 \qquad 7)$$

voneinander abhängig sind, ist auch $\alpha \geqq 0$, sodaß nur zugelassen wird

$$0^0 \leqq \alpha \leqq 90^0.$$

Für jedes α erhält man demnach durch 5) und 6) eine Strecke von veränderlicher Länge. Für $\alpha = 0^0$ und $\alpha = 90^0$ verschwindet sie. Ihre größte Länge ist $L_{max} = c\sqrt{2}\,(n - \sqrt{n^2-1})$. Für $n = 1{,}5$ ist dann $\alpha = 49{,}2^0$ und $L_{max} = 0{,}54\,c$.

Das Wichtige für die folgenden Betrachtungen ist, daß jeder Punkt dieser Strecken Scheitelpunkt eines rechten Winkels sein kann. Also ist das Gebiet für die Scheitelpunkte die von der Gesamtheit der Strecken überdeckte, ebene Fläche. Die Strecken sollen Erzeugende der Fläche genannt werden. Von welchen Kurven wird sie nun begrenzt? Da sieht es zunächst allerdings so aus, als ob nur die Gleichungen 5) und 6) die Parameterdarstellungen für die Begrenzungskurve seien. Tatsächlich werden auch 4 Teile von ihr geliefert. Um die Ordnung der Kurven 5) und 6) zu erfahren, werden der Parameter α und die durch die Beziehung 7) von ihm abhängige Größe β eliminiert. 5) liefert die Kurve A:

$$(x^2 + y^2 - c\,x)^2\,[n^2\,x^2 + (n^2-1)\,y^2] - c^2\,x^2\,y^2 = 0 \qquad 8a)$$

und 6) die Kurve E:

$$(x^2 + y^2 - c\,x)^2\,[n^2\,y^2 + (n^2-1)\,(x-c)^2] - c^2\,y^2\,(x-c)^2 = 0, \qquad 8b)$$

die von 6. Ordnung sind. Wird β infolge der Beziehung 7) aus 5) und 6) beseitigt, so ergeben sich ihre Parameterdarstellungen:

$$x_a = c\cos^2\alpha\left(1 - \frac{\sin\alpha}{\sqrt{n^2-\sin^2\alpha}}\right), \qquad y_a = -\,c\sin\alpha\cos\alpha\left(1 - \frac{\sin\alpha}{\sqrt{n^2-\sin^2\alpha}}\right); \qquad 8)$$

$$x_e = c - c\sin^2\alpha\left(1 - \frac{\cos\alpha}{\sqrt{n^2-\sin^2\alpha}}\right), \qquad y_e = -\,c\sin\alpha\cos\alpha\left(1 - \frac{\cos\alpha}{\sqrt{n^2-\sin^2\alpha}}\right), \qquad 9)$$

nach denen sich die Kurven am bequemsten zeichnen lassen.

Fig. 2.

Wenn sich alle Erzeugenden, die nach obiger Definition als Strecken aufzufassen sind, erst nach ihrer Verlängerung über die Grenzpunkte hinaus schneiden würden, wie es für die Winkel α des 2. und 4. Quadranten der Fall ist, dann würden allerdings die Kurven A und E allein die Fläche begrenzen. In den übrigen Quadranten schneidet sich aber ein Teil konsekutiver Erzeugender. Daher ist ein Teil ihrer Einhüllenden Grenzkurve der Fläche (Fig. 2).

Um die Hüllkurve der Geradenschar 4) zu finden, muß man nach dem Verfahren der Differentialgeometrie die Gleichung 4) partiell nach dem veränderlichen Parameter α ableiten, wobei zu beachten ist, daß auch β den Parameter enthält. Man bekommt, nachdem 4) die Form erhalten hat

$$(x+y)\,\mathrm{tg}\,\alpha - (x-y) + c\,(1 - \mathrm{tg}\,\beta) = 0, \qquad 4^*)$$

die Beziehung

$$n\cos\beta\,(1+\mathrm{tg}^2\alpha)\,(x+y) - c\cos\alpha\,(1+\mathrm{tg}^2\beta) = 0. \qquad 10)$$

Durch Elimination von α und β aus den Gleichungen 4*), 7) und 10) ergibt sich die einhüllende Kurve C:

$$n^{\frac{2}{3}}\,(x+y)^{\frac{2}{3}} + (n^2-1)^{\frac{1}{3}}\,(x-y-c)^{\frac{2}{3}} - c^{\frac{2}{3}} = 0. \qquad 11)$$

Sie ist eine allgemeine Astroide von 6. Ordnung und von 4. Klasse. Durch eine lineare Transformation läßt sie sich in die reguläre Astroide überführen. Z. B. durch

$$x = \frac{1}{2}\left(-\frac{x^*}{\sqrt{n^2-1}} + \frac{y^*}{n} + c\right),$$
$$y = \frac{1}{2}\left(\frac{x^*}{\sqrt{n^2-1}} + \frac{y^*}{n} - c\right) \qquad 12)$$

wird sie zu

$$x^{*\frac{2}{3}} + y^{*\frac{2}{3}} = c^{\frac{2}{3}}. \qquad 13)$$

Da die Gleichungen

$$x^* = c\sin^3\varphi,$$
$$y^* = c\cos^3\varphi \qquad 14)$$

eine Parameterdarstellung der regulären Astroide sind, ist sofort durch 12) eine solche Darstellung für die allgemeine Astroide 11) gefunden:

$$x = \frac{c}{2}\left(-\frac{\sin^3\varphi}{\sqrt{n^2-1}} + \frac{\cos^3\varphi}{n} + 1\right),$$
$$y = \frac{c}{2}\left(\frac{\sin^3\varphi}{\sqrt{n^2-1}} + \frac{\cos^3\varphi}{n} - 1\right), \qquad 15)$$

nach der sich die Kurve leicht zeichnen läßt.

Wählt man als Koordinatensystem das System ξ, η, dessen Nullpunkt $\left(\frac{c}{2}, -\frac{c}{2}\right)$ ist und dessen positive ξ-Achsenrichtung im ursprünglichen System $+45^0$ ist, so heißt die Kurve C

$$n^{\frac{2}{3}}\xi^{\frac{2}{3}} + (n^2-1)^{\frac{1}{3}}\eta^{\frac{2}{3}} = \left(\frac{c}{2}\sqrt{2}\right)^{\frac{2}{3}}. \qquad 16)$$

Zeichnet man also die reguläre Astroide

$$\xi^{*\frac{2}{3}} + \eta^{*\frac{2}{3}} = \left(\frac{c}{2}\sqrt{2}\right)^{\frac{2}{3}} \qquad 17)$$

als den Ort der Einhüllenden einer Geraden, von der zwei feste Punkte mit dem Abstand $\frac{c}{2}\sqrt{2}$ auf den beiden Koordinatenachsen ξ und η zu bleiben gezwungen sind, so muß zur Gewinnung der allgemeinen Kurve C noch die Affinität ausgeführt werden:

$$\xi = \frac{\xi^*}{n}, \qquad \eta = \frac{\eta^*}{\sqrt{n^2-1}}, \qquad 18)$$

für $n = 1{,}5$

$$\xi = \tfrac{2}{3}\xi^*, \qquad \eta = \tfrac{n}{\frac{9}{10}}\eta^*.$$

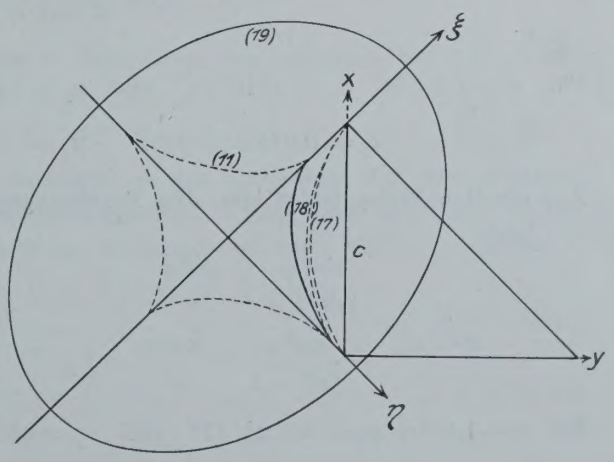


Fig. 3.

Schließlich kann sie noch erhalten werden als Ort der Krümmungsmittelpunkte (Evolute) der Ellipse (Fig. 3)

$$\frac{\xi^2}{\frac{n^2 c^2}{2}} + \frac{\eta^2}{\frac{(n^2-1)c^2}{2}} = 1. \qquad 19)$$

Nachdem die Gestalt der Grenzkurven bekannt ist, müssen ihre Anfangs- und Endpunkte festgestellt werden. Zunächst sollen die beiden Punkte gesucht werden, bei denen die Einhüllende C in die beiden Kurven A und E übergeht. Das sind diejenigen Stellen, an denen die Erzeugende, die immer Tangente von C ist, auch zugleich A oder B berührt. Die Richtung der Tangente an C liefert 15) zu:

$$\frac{\sqrt{n^2-1}\cos\varphi - n\sin\varphi}{\sqrt{n^2-1}\cos\varphi + n\sin\varphi}. \qquad 20)$$

Die Richtung der Erzeugenden ist nach 4)

$$\operatorname{tg}(45-\alpha) = \frac{1-\operatorname{tg}\alpha}{1+\operatorname{tg}\alpha}.$$

Sie müssen gleich sein, so daß daraus die Bedingung folgt:

$$\operatorname{tg}\varphi \operatorname{ctg}\alpha = \frac{\sqrt{n^2-1}}{n}. \qquad 21)$$

Außerdem müssen die Berührungspunkte identisch sein. Das gibt für die Berührung mit der Kurve A die zweite Bedingung, die man durch Vergleich von 8) und 15) erhält:

$$\frac{y}{x} = \frac{\frac{\sin^3\varphi}{\sqrt{n^2-1}} + \frac{\cos^3\varphi}{n} - 1}{-\frac{\sin^3\varphi}{\sqrt{n^2-1}} + \frac{\cos^3\varphi}{n} + 1} = \frac{y_a}{x_a} = -\operatorname{tg}\alpha. \qquad 22)$$

Folglich kommt der Wert des Winkels φ für den ersten Quadranten der Gleichung in Frage:

$$\frac{\frac{\sin^3\varphi}{\sqrt{n^2-1}} + \frac{\cos^3\varphi}{n} - 1}{\frac{\sin^3\varphi}{\sqrt{n^2-1}} - \frac{\cos^3\varphi}{n} - 1} = \frac{n}{\sqrt{n^2-1}}\operatorname{tg}\varphi. \qquad 23)$$

Für $n = 1{,}5$ ist $\varphi_1 = 9^0\,10'\,37''$ und $\alpha_1 = 12^0\,13'\,46''$. Der Berührungspunkt ist

$$x_1 = 0{,}819\,c\,(= \tfrac{4}{5}\,c), \qquad y_1 = -0{,}177\,c\,(= -\tfrac{2}{11}\,c).$$

Auf dieselbe Weise findet man den Berührungspunkt mit der Kurve E. Aus 9) und 15) folgt:

$$\frac{y}{x-c} = \frac{\frac{\sin^3\varphi}{\sqrt{n^2-1}} + \frac{\cos^3\varphi}{n} - 1}{-\frac{\sin^3\varphi}{\sqrt{n^2-1}} + \frac{\cos^3\varphi}{n} - 1} = \frac{y_e}{x_e - c} = \operatorname{ctg}\alpha = \frac{\sqrt{n^2-1}}{n}\operatorname{ctg}\varphi.$$

Für $n = 1{,}5$ ist $\varphi_2 = 85^0\,21'\,47''$ und $\alpha_2 = 86^0\,32'\,26''$. Der Berührungspunkt ist

$$x_2 = 0{,}057\,c\,(= \tfrac{2}{35}\,c), \qquad y_2 = -0{,}057\,c\,(= -\tfrac{2}{35}\,c).$$

Es erübrigt noch, den Schnittpunkt der Kurven A und E in den vorgeschriebenen Grenzen zu bestimmen. Dazu subtrahiert man die Gleichungen 8a) und 8b) und findet unter Berücksichtigung von 8a) die Beziehung für den Schnittpunkt:

$$y^2 = \frac{x^2 (x-1)^2}{x^2 + (n^2-1)(2x-1)},$$

wenn c gleich der Einheit gesetzt wird. Einsetzen in eine der beiden Gleichungen ergibt nach Abspaltung des Faktors $x^4 (x-1)^2$ die Bestimmungsgleichung 6. Grades für x:

$$4(2n^2-1)(x-1)^6 + 4(6n^4-1)(x-1)^5 + 2(12n^6+12n^4-3n^2-1)(x-1)^4$$
$$+ 2n^2(4n^6+16n^4+3n^2-3)(x-1)^3 + 2n^2(6n^6+7n^4-2n^2-1)(x-1)^2$$
$$+ 2n^4(3n^4+n^2-2)(x-1) + n^4(n^4-1) = 0.$$

Für $n = 1{,}5$ sind die in Frage kommenden Koordinaten des Schnittpunktes:

$$x_3 = 0{,}651\, c \left(= \tfrac{n}{3} c\right), \qquad y_3 = -0{,}254\, c \left(= -\tfrac{n}{4} c\right).$$

Dort ist $\alpha_a = 21^0\,20'\,30''$ und $\alpha_e = 53^0\,57'\,50''$, und es muß die Beziehung bestehen

$$\sin \alpha_e + n \sin(\alpha_a - \alpha_e) = 0.$$

Die begrenzenden Kurvenstücke setzen sich also für $n = 1{,}5$ folgendermaßen zusammen:

Kurve	von	bis
E	$c,\ 0$	$\frac{2}{3}c,\ -\frac{1}{4}c$
A	$\frac{2}{3}c,\ -\frac{1}{4}c$	$0,\ 0$
E	$0,\ 0$	$\frac{2}{3\,5}c,\ -\frac{2}{3\,5}c$
C	$\frac{2}{3\,5}c,\ -\frac{2}{3\,5}c$	$\frac{4}{5}c,\ -\frac{2}{1\,1}c$
A	$\frac{4}{5}c,\ -\frac{2}{1\,1}c$	$c,\ 0$

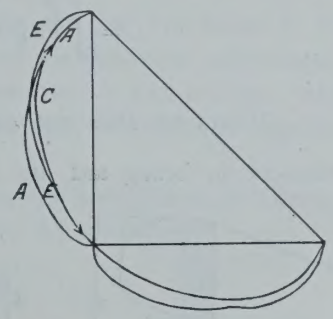


Fig. 4.

Wir hatten gesehen, daß die Formelentwicklungen nur für den Fall

$$0^0 \leqq \alpha \leqq 90^0$$

zutreffen. Beim praktischen Gebrauch des Prismas kommen indessen auch Winkel vor, die in dem Bereich

$$270^0 \leqq \alpha \leqq 360^0$$

liegen. Dieser Fall wird aber durch Spiegelung des ersteren an der Winkelhalbierenden

$$x - y = 0$$

geliefert. Also sind auch die neuen Grenzkurven das Spiegelbild der oben erhaltenen Kurvenstücke in bezug auf diese Spiegelungsachse. Damit sind auch alle Strahlen behandelt worden, die in entgegengesetzter Richtung verlaufen, die also zunächst die y-Achse treffen.

Bonn, im Oktober 1924.

Verfahren zur Bestimmung des Zentrifugalmomentes $\int\int xy\,dx\,dy$ einer Fläche mit Hilfe des Integrators.

(Amslersche Methode.)

Von
Alfred J. Amsler & Co. in Schaffhausen.

Die Bestimmung des Zentrifugalmomentes $\int\int xy\,dx\,dy$ einer Fläche läßt sich nicht direkt mit Hilfe des Integrators durch einfaches Umfahren der Kontur der Fläche mit dem Fahrstift bewerkstelligen, wie im Falle eines statischen Momentes oder eines Trägheitsmomentes.

Trotzdem läßt sich mit Hilfe des gewöhnlichen Integrators, in einfacher Weise und mit großer Genauigkeit, das Zentrifugalmoment einer Fläche ermitteln durch Anwendung des folgenden graphischen Verfahrens.

Prinzip des Verfahrens.

Es sei das Zentrifugalmoment $\int\int xy\,dx\,dy$ einer Fläche zu ermitteln. Indem man zunächst in bezug auf die Variable Y zwischen den Grenzen 1 und 2 integriert, erhält man:

$$C = \int\int xy\,dx\,dy = \int x \left[\frac{y^2}{2}\right]_1^2 dx = \int x\left(\frac{y_2^2}{2} - \frac{y_1^2}{2}\right) dx\,.$$

Hierin ist aber der Ausdruck $\left(\frac{y_2^2}{2} - \frac{y_1^2}{2}\right) dx$ nichts anderes als das statische Moment in bezug auf die x-Achse eines elementaren Flächenstreifens, welcher von zwei um dx abstehenden Ordinaten und dem oberen bzw. dem unteren zwischen diesen beiden Ordinaten liegenden Abschnitt der Flächenkontur begrenzt ist (Fig. 1).

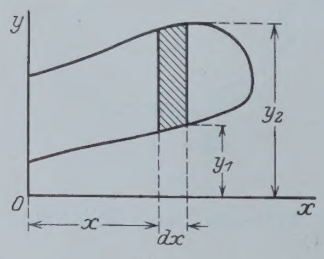


Fig. 1.

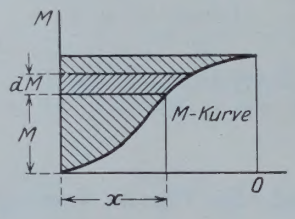


Fig. 2.

Bezeichnet man also mit M das statische Moment in bezug auf ox des zwischen der Ordinatenachse oy und der Vertikalen mit Abszisse x liegenden Flächenstückes, so ist nach Fig. 2

$$C = \int x\,dM.$$

Dieses letztere Integral läßt eine einfache geometrische Deutung zu. Man zeichne nämlich eine Kurve, deren Ordinaten gleich sind dem statischen Moment in bezug auf die Achse ox des zwischen der Achse oy und der Vertikalen x enthaltenen Flächenteiles, indem man diese Ordinaten graphisch in Funktion der Variablen x aufträgt. Um diese Kurve zu ermitteln, genügt es mit dem Fahrstift des Integrators die durch folgende Begrenzungslinien gebildete Kontur zu umfahren: die oy-Achse, die obere Randlinie der Fläche, die Vertikale mit Abszisse x und die untere Randlinie der Fläche, indem man zum Ausgangspunkt zurückkehrt. Man ermittelt so die M-Kurve punktweise, indem man den Vorgang vom gleichen Ausgangspunkt ebensoviel Male wiederholt, als Teilungsvertikalen der Fläche vorhanden sind. Das Integral $\int x\,dM$

ist alsdann nichts anderes als der Inhalt des zwischen der Achse oy, der M-Kurve und der Horizontalen vom äußersten Punkt dieser Kurve liegenden Flächenstückes. Die Bestimmung eines Zentrifugalmomentes wird somit auf die gewöhnliche Planimetrierung dieses Flächenstückes zurückgeführt.

Zahlenbeispiel (siehe Fig. 3).

Es sei das Zentrifugalmoment des Querschnittes einer Dampfturbinenschaufel zu berechnen, zwecks Ermittelung der Lage der beiden Hauptträgheitsachsen und der Hauptträgheitsmomente des Querschnittes. In der Zeichnung ist der Schaufelquerschnitt im vergrößerten Maßstab 10 : 1 aufgezeichnet worden und ihre horizontale Länge durch eine Anzahl von Teilungsvertikalen 0 bis 12 eingeteilt worden.

Durch eine vorläufige Berechnung ist die Lage G des Schwerpunktes des Schaufelquerschnittes ermittelt worden (dieser Schwerpunkt fällt zufälligerweise mit der Vertikalen 8 zusammen).

Indem man mit dem Integrator im Sinne der Pfeile die kreuzweise schraffierte Kontur umfährt, erhält man aus der Ablesung der Rolle, welche das statische Moment mißt, den Wert $M = -9{,}6$ cm³, der der Vertikalen 9 entspricht; sodann, indem man jetzt den gleichen Vorgang für das einfach schraffierte Flächenstück wiederholt, findet man den Wert $M + 44{,}4$ cm³, der Vertikalen 10 entsprechend.

In der Figur im untern Teil der Zeichnung, hat man auf den Vertikalen 9, 10 usw. die oben erhaltenen Werte im Maßstab 1 cm = 10 cm³ als Ordinaten aufgetragen, z. B. auf der Vertikalen 9: $-0{,}96$ cm, auf der Vertikalen 10: $+4{,}44$ cm usw. und dies ebensowohl für rechts vom Schwerpunkt als für links vom Schwerpunkt liegende Teile der Querschnittsfläche.

Man erhält auf diese Weise die auf diese beiden Flächenteile bezüglichen M-Kurven. Der Flächenmaßstab für die Planimetrierung der M-Kurve ist alsdann:

$$1 \text{ cm}^2 = 1 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}^3 = 10 \text{ cm}^4.$$

Durch Planimetrierung findet man:

Rechtes Flächenstück	$F = 54{,}5$ cm²	$= 545$ cm⁴
Linkes Flächenstück	$F = 98{,}5$ cm²	$= 985$ cm⁴

Summe: Zentrifugalmoment $C = \int\int xy\,dx\,dy = 1530$ cm⁴ im Maßstab der Zeichnung gemessen.

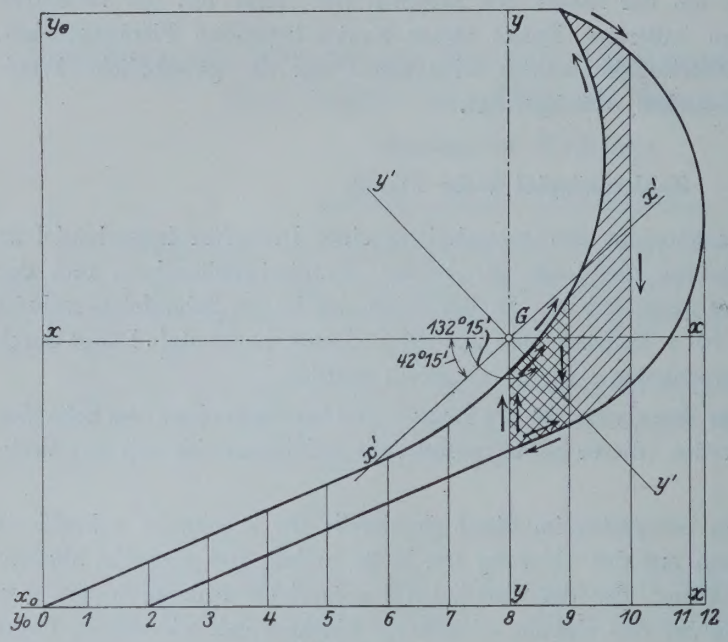
Es bleibt jetzt nur noch übrig, in gewöhnlicher Weise mit Hilfe des Integrators die Trägheitsmomente Jx und Jy der Fläche in bezug auf 2 durch den Schwerpunkt hindurchgehenden Koordinatenachsen Gx, Gy zu bestimmen. Man findet im Maßstab der Zeichnung:

$$Jx = 1760 \text{ cm}^4,$$
$$Jy = 2056 \text{ cm}^4.$$

Die Stellung der beiden Hauptträgheitsachsen ist sodann bestimmt durch die Gleichung

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{2C}{Jy - Jx} = 10{,}3,$$

$$2\alpha = 84^0\,30' \qquad \alpha = 42^0\,15' \qquad \alpha + 90^0 = 132^0\,15'.$$

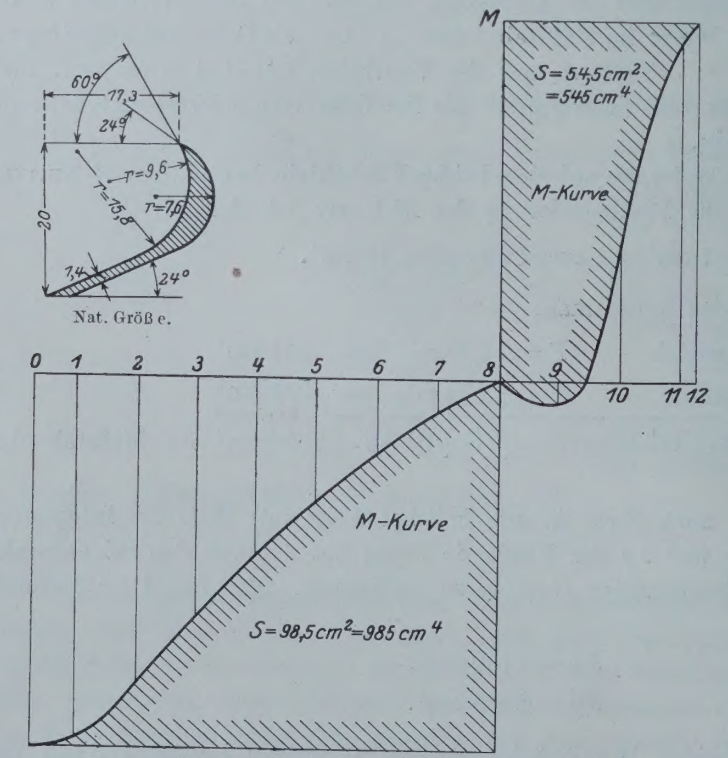


Maßstab: 10 : 1.

Berechnung der M-Kurve.

Rechte Seite

Ordinaten Nr.	Mom. zwischen dem Punkt 6 und der Ordinate
8	0
9	— 9,6
10	+ 44,4
11	+ 113,4
12	+ 120,8



Nat. Größe.

Linke Seite

Ordinaten Nr.	Mom. zwischen 6 und der Ordinate: Mcm³
0	— 124,7
1	— 122,1
2	— 103,6
3	— 80,5
4	— 59,8
5	— 41,8
6	— 26,5
7	— 13,0
8	0

Flächen-Maßstab: 1 cm² = 1 cm × 10 cm³ = 10 cm⁴.

Ordinaten-Maßstab: 1 cm = 10 cm³. Stat. Momente M.

Abszissen-Maßstab: 1 cm = 1 cm.

Fig. 3. Dampfturbinenschaufel.

(Die Maßstab-Angaben, Zahlen-Tabellen und Berechnungen im Text beziehen sich auf die Original-Zeichnung in wahrer Größe. Letztere ist durch die photographische Wiedergabe in der Figur auf etwa $^4/_{10}$ verkleinert worden.)

Die Hauptträgheitsmomente sind ferner, im Maßstab der Zeichnung:

$$J_{min} = Jx' = \frac{Jx + Jy}{2} - \sqrt{\left(\frac{Jy - Jx}{2}\right)^2 + C^2} = 372 \text{ cm}^4,$$

$$J_{max} = Jy' = \frac{Jx + Jy}{2} + \sqrt{\left(\frac{Jy - Jx}{2}\right)^2 + C^2} = 3444 \text{ cm}^4.$$

Schließlich sind die wahren Werte der Hauptträgheitsachsen des Schaufelquerschnittes:

$$J_{min} \text{ wahr} = \frac{372}{10^4} = 0{,}0372 \text{ cm}^4,$$

$$J_{max} \text{ wahr} = \frac{3444}{10^4} = 0{,}3444 \text{ cm}^4.$$

Verfahren zur Bestimmung des polaren Trägheitsmomentes eines Umdrehungskörpers mittels des Integrators.

(Amslersche Methode.)

Von

Alfred J. Amsler & Co. in Schaffhausen.

Die Ermittelung gewisser polarer Trägheitsmomente von Rotationskörpern führt auf Integrale zurück, bei welchen die zu integrierende Funktion von zwei Urvariablen abhängig ist und welche nicht unmittelbar mittels des Integrators auswertbar sind. Die Übertragung des Grundgedankens der im Falle der Ermittelung des Zentrifugalmomentes einer Fläche mittels des Integrators entwickelten Methode (in *dieser Zeitschr.* ***46.*** *S.* 16 *1925*) auf die vorliegende Aufgabe, erlaubt ebenfalls die gesuchten Momente für einen Rotationskörper zu berechnen.

Prinzip der Methode.

Gegeben ein Rotationskörper, welcher auf 3 Ordinatenachsen ox, oy und oz bezogen sei, wobei die Achse oz die Rotationsachse ist und die beiden andern, unter sich senkrechten Achsen ox und oy zur ersten winkelrecht stehen. Es sei das polare Trägheitsmoment des Rotationskörpers in bezug auf eine Achse GX oder GY zu bestimmen, welche parallel ist der entsprechenden Koordinatenachse und durch den Schwerpunkt des Körpers hindurchgeht. Diese Aufgabe kann in einer Anzahl praktischer Fälle vorkommen, z. B. bei der Untersuchung der Bewegung eines Zentrifugal-Regulators (Kugel-Regulator), bei welchem das Schwunggewicht die Gestalt eines Rotationskörpers mit komplizierter Form besitzt oder noch bei der Untersuchung der konischen Pendelung (Drehbewegung eines Geschosses um die Tangente an seiner Flugbahn herum usw.) und andern ähnlichen Fällen, bei welchen außer des polaren Trägheitsmomentes in bezug auf die Hauptrotationsachse des Körpers die Kenntnis der Trägheitsmomente des Körpers in bezug auf zwei andere, den ersten senkrechten, durch den Schwerpunkt hindurchgehenden Achsen, erforderlich ist.

Der Auswertungsvorgang zerfällt in zwei besondere Abschnitte.

1. Ermittelung der Lage des Schwerpunktes des Rotationskörpers.

Die Lage des Schwerpunktes G des Rotationskörpers in bezug auf die Ebene OXY ist durch die bekannte Formel ausgedrückt:

$$S = \frac{\int z\,dv}{\int dv} = \frac{\int\int\int z \cdot dz \cdot d\varrho \cdot \varrho\, d\varphi}{\int\int\int dz \cdot d\varrho \cdot \varrho\, d\varphi} = \frac{2\pi \int z \frac{r^2}{2} dz}{2\pi \int \frac{r^2}{2} dz},$$

wobei dv das Differential des Volumens, ϱ der Radius $= \sqrt{x^2 + y^2}$, φ den Zentralwinkel darstellt, und die Integrale auf das ganze Volumen des Körpers zu erstrecken sind. Unter der letzteren Schreibweise sieht man unter dem Zeichen $\int$ die Differentiale $\frac{r^2}{2} dz$ erscheinen, welche wieder nichts anderes sind als die statischen Momente in bezug auf die Rotationsachse eines elementaren Flächenstreifens der Meridiankurve, welcher von zwei von dz abstehenden Radien, von dem durch diese Radien abgeschnittenen Stück der Meridiankurve und von der Achse oz abgegrenzt ist (s. Fig. 1). Wenn man also mit M das auf die Rotationsachse bezogene statische Moment des Flächenstückes bezeichnet, welches zwischen der Ebene OXY und dem Radius mit der Abszisse z liegt, so erhält man

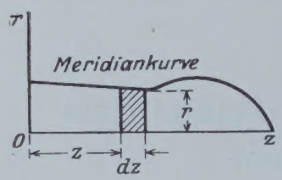


Fig. 1.

$$\text{Schwerpunkt-Abstand} \qquad S = \frac{2\pi \int z\,dM}{2\pi \int dM}.$$

Dieser Ausdruck läßt nunmehr eine einfache geometrische Deutung zu. Man konstruiere nämlich eine Kurve, deren Ordinate gleich sei dem statischen Moment M in bezug auf die Rotationsachse des Inhalts der Meridiankurve, welcher eingeschlossen ist zwischen der Rotationsachse, der Ursprungsebene, der Meridiankurve und dem Radius mit Abszisse z, wobei dieser Wert M als Funktion der Abszisse z aufgetragen wird; das Integral $\int z\,dM$ im Zähler stellt alsdann dar den Inhalt des zwischen der Ordinatenachse, der M-Kurve und der Horizontalen des äußersten Punktes dieser Kurve liegenden Flächenstückes (Fig. 2).

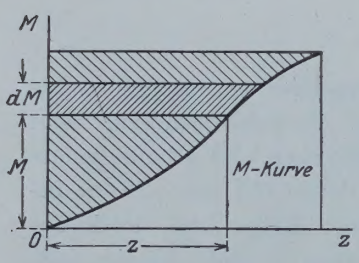


Fig. 2.

Das Integral $\int dM = M$ total, welches im Nenner auftritt, ist dagegen nichts anderes als das genannte statische Moment des Flächeninhalts der Meridiankurve in bezug auf die Rotationsachse, mit anderen Worten die Endordinate der M-Kurve.

Die Momenten- und Flächenbestimmungen, auf die die Berechnung des Schwerpunktabstandes nunmehr zurückgeführt ist, sind sämtlich mit dem Integrator ausführbar.

2. Ermittelung des polaren Trägheitsmomentes des Rotationskörpers in bezug auf die durch den Schwerpunkt hindurchgehenden und zur Rotationsachse senkrecht stehenden Achsen GX, GY.

Die gesuchten Trägheitsmomente sind:

$$Jx = \int (y^2 + z^2)\,dv$$
$$Jy = \int (x^2 + z^2)\,dv,$$

wobei dv das Volumelement bedeutet und die Integrale auf den ganzen Rotationskörper zu erstrecken sind.

Addiert man diese beiden Gleichungen und bildet die halbe Summe, so erhält man, mit Berücksichtigung, daß nach Fig. 3 $x^2 + y^2 = \varrho^2$,

$$Jx = Jy = \tfrac{1}{2}(Jx + Jy) = \tfrac{1}{2}\int(\varrho^2 + 2z^2)\,dv = \tfrac{1}{2}\int\int\int(\varrho^2 + 2z^2)\,\varrho\,d\varphi\cdot dr\cdot dz,$$

wobei ϱ der Radiusvektor und φ der Zentriwinkel ist. Wenn man zunächst die Integrationen in bezug auf ϱ und φ ausführt, so findet man:

$$Jx = Jy = \tfrac{1}{2} \times 2\pi\left[\int\frac{r^4}{4}\,dz + 2\int\frac{r^2}{2}z^2\,dz\right].$$

Das erste der beiden in der Klammer stehenden Integrale, also $\int\frac{r^4}{4}dz$ ist direkt ermittelbar durch Umfahren der Kontur der Meridiankurve zwischen den beiden Endordinaten und der z-Achse mit Hilfe des Amslerschen Integrators Nr. 4 mit 4 Meßrollen. Gewöhnlich steht aber dieser Integrator nicht zur Verfügung, sondern bloß der einfache Integrator Nr. 2. Man kommt aber auch mit diesem zum Ziel, indem man identisch schreibt:

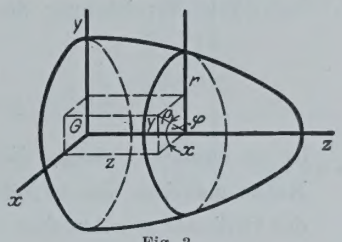


Fig. 3.

$$Jx = Jy = \tfrac{1}{2} \times 2\pi\left[\int\frac{r^2}{2}\left(\frac{r^2}{2}\,dz\right) + 4\int\frac{z^2}{2}\left(\frac{r^2}{2}\,dz\right)\right],$$

welche Schreibweise wieder einer geometrischen Interpretation fähig ist. In der Tat stellt das darin vorkommende Differential $\frac{r^2}{2}dz$ wieder das statische Moment eines elementaren Flächenstreifens von der Breite dz von der durch die Meridiankurve abgegrenzten Fläche dar, d. h. also dM, wobei M, wie immer, das statische Moment in bezug auf die Rotationsachse des bis zum Radius mit der Abszisse z sich erstreckenden Flächeninhaltes der Meridiankurve bezeichnet. Man hat also schließlich

$$Jx = Jy = \tfrac{1}{2} \times 2\pi\left[\int\frac{r^2}{2}\,dM + 4\int\frac{z^2}{2}\,dM\right].$$

Wie man jetzt sofort erkennt, drücken sich nun die beiden letzten Integrale in der Klammer durch statische Momente von M-Kurven aus. Das erste Integral $\int\frac{r^2}{2}dM$ ist das statische Moment in bezug auf die M-Achse der von ihren beiden Endordinaten abgegrenzten Fläche einer Kurve, deren eine Koordinate der Radius r und die andere Koordinate die oben angeführte Funktion M von z (d. h. statisches Moment des Inhaltes der Meridiankurve zwischen G und z, wie oben bestimmt) wäre. Das zweite Integral $\int\frac{z^2}{2}dM$ ist das statische Moment in bezug auf die M-Achse des von der M-Achse und der End-Horizontalen abgegrenzten Fläche einer Kurve, die als Abszisse z und als Ordinate wieder die nämliche Funktion M wie oben hätte (s. Fig. 4 u. 5).

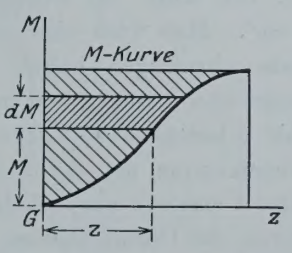


Fig. 4.

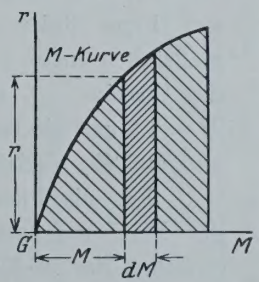


Fig. 5.

Die Berechnung der polaren Trägheitsmomente Jx und Jy eines Rotationskörpers in bezug auf die Achsen Gx Gy läuft daher auf Planimetrierungen bzw. Bestimmungen von statischen Momenten verschiedener Flächen hinaus, welche Bestimmungen sämtlich mit Hilfe des gewöhnlichen Integrators ausführbar sind.

Zahlenbeispiel (siehe Fig. 6).

Es seien die polaren Trägheitsmomente in bezug auf zwei durch den Schwerpunkt gehende und zur Hauptrotationsachse senkrecht stehende Achsen des Pendelarmes (Kugelpendel) eines Trenk-Regulators (Umdrehungskörper!) zu bestimmen.

1. Bestimmung der Lage des Schwerpunktes des Rotationskörpers.

In dem Teil links oben in der Zeichnung ist die Meridiankurve des Kugelpendels des Regulators in Naturgröße gezeichnet worden.

Zur Ermittelung der Schwerpunktslage mittels der Formel

$$\int = \frac{2\pi \int z\, dM}{2\pi \int dM}$$

ist es zunächst nötig, die Funktion M, d. h. das statische Moment in bezug auf die Rotationsachse des zwischen der z-Achse, der Ordinatenachse, der Meridiankurve und der Ordinate mit Abszisse z eingeschlossenen Flächenstückes als Funktion der Variablen z, zu berechnen. Zu diesem Zweck teile man die Abszisse z durch eine Anzahl von Vertikalen 1, 2, 3 ... 13. Man umfahre alsdann mit dem Fahrstift des Integrators im Sinne der Pfeile die Kontur der kreuzweise schraffierten Fläche, indem man wieder zum Ausgangspunkt 0 zurückkehrt. Man liest am Integrator das auf die Vertikale 1 bezügliche statische Moment 3,8 cm³ ab. Man wiederhole dasselbe Verfahren, indem man nunmehr die Kontur bis zur Vertikalen 2 umfährt und wieder zum Ausgangspunkt 0 im Umlaufsinne der Pfeile zurückkehrt (einfach schraffierte Fläche). Die Ablesung am Integrator ergibt das statische Moment 7,3 cm³ (welches der Vertikalen 2 entspricht usw.).

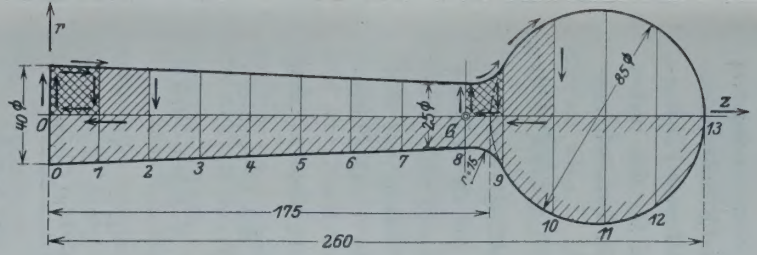
Um das im Zähler auftretende Integral $\int z\, dM$ zu erhalten, trage man auf den nämlichen Teilungsvertikalen 1, 2, 3 ... 13 und von einer Abszissenachse oz aus als Ordinate die oben erhaltenen Werte des Momentes M in einem passenden Maßstabe auf (Figur links in der Mitte der Zeichnung). In dieser Figur ist der Ordinatenmaßstab 1 cm = 5 cm³. Man wird also auf der Vertikalen 1 z. B. für $M = 3{,}8$ cm³ die Strecke 7,6 mm abzutragen haben; auf der Vertikalen 2 für das Moment $M = 7{,}3$ cm³ die Länge 14,6 mm usw. und man erhält so punktweise die auf den Punkt 0 und auf die Variable z bezogene M-Kurve.

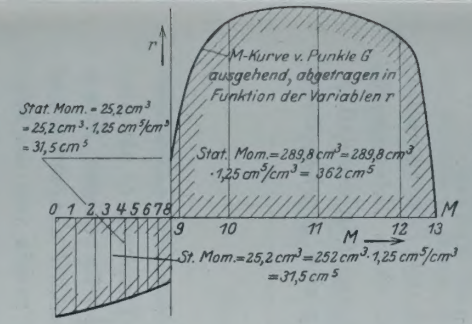
Für die Planimetrierung der durch diese M-Kurve eingeschlossenen Fläche ist der Flächenmaßstab: 1 cm² = 1 cm × 5 cm³ = 5 cm⁴. Durch Ausplanimetrieren des zwischen der M-Kurve, der Ordinatenachse OM und der Horizontalen des Endpunktes begrenzten Flächenstückes erhält man (schraffierte Fläche):

$$\int = 256{,}5 \text{ cm}^2 = 256{,}5 \text{ cm}^2 \times 5 \text{ cm}^4/\text{cm}^2 = 1282{,}5 \text{ cm}^4.$$

Das im Nenner stehende Integral $\int dM$ ist gleich der Endordinate der soeben in Rede stehenden M-Kurve, d. h. 76,2 cm³ (auch gleich dem statischen Momente für die Rotationsachse der gesamten von der Meridiankurve umrandeten Fläche, welch letztere in der untern Hälfte des Schwungarmes schraffiert ist) (siehe Figur oben links in der

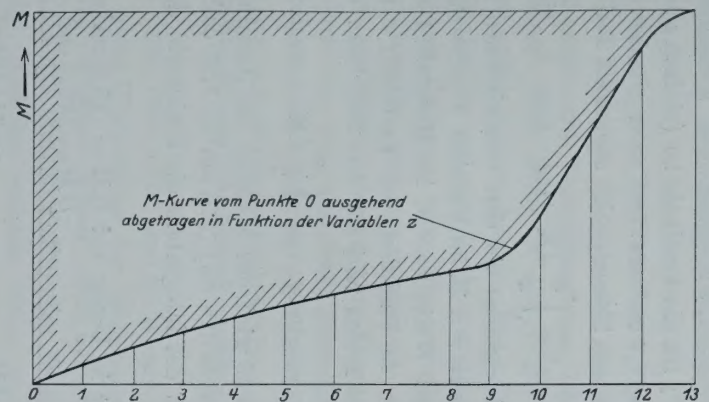
Maßstäbe:
Ordinaten r: 1 cm = 1 cm
Abszissen z: 1 cm = 1 cm
Statische Momente:
1 cm = 1 cm × 1 cm² = 1 cm³.





Maßstäbe:
Ordinaten r: 1 cm = 0,5 cm
Abszissen M: 1 cm = 5 cm³
Momente der M-Fläche in bezug auf Achse GM:
1 cm³ = [Ordinate]² × Abszisse
= [0,5]² × 5 cm³
= 1,25 cm⁵.

Maßstäbe:
Ordinaten M: 1 cm = 5 cm³
Abszissen z: 1 cm = 1 cm
Fläche: 1 cm² = 5 cm⁴
S = 256,5 cm²
= 256,5 cm² × 5 cm⁴/cm²
= 1282,5 cm⁴.



Maßstäbe:
Abszisse z: 1 cm = 1 cm
Momente der M-Fläche in bezug auf Achse GM:
1 cm³ = [Abszisse]² × Ordinate
= [1 cm]² × 5 cm³
= 5 cm⁵.

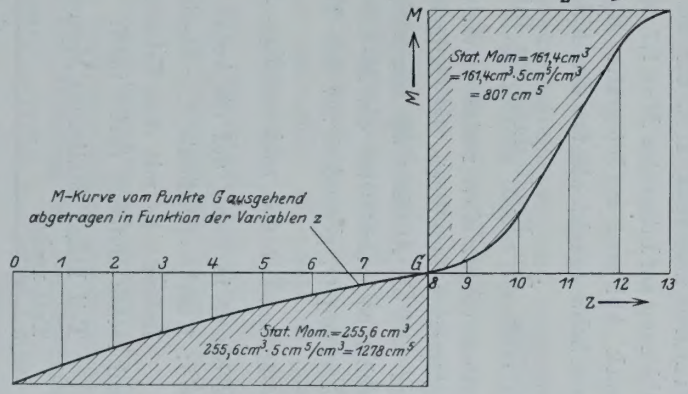


Fig. 6. Kugelpendel eines Trenk-Regulators.
(Die Maßangaben, Zahlentabellen und Berechnungen im Text beziehen sich auf die Originalzeichnung in wahrer Größe. Letztere ist in der Figur auf etwa 1/3 verkleinert.)

1. Ermittlung der Lage des Schwerpunktes des Rotationskörpers.

Berechnung der M-Kurve.

Ordinaten Nr.	Moment von 0 zur Ordinate M (cm³)	Ordinaten Nr.	Moment von 0 zur Ordinate M (cm³)
0	0	7	20,3
1	3,8	8	22,7
2	7,3	9	24,4
3	10,5	10	34,4
4	13,4	11	52,4
5	16,0	12	68,8
6	18,3	13	76,2

2. Ermittlung des polaren Trägheitsmomentes des Rotationskörpers.

Linke Seite

Ordinaten Nr.	Radius r in cm	Moment zwischen G u. Ordinate M (cm³)
0	2	22,7
1	1,9	18,9
2	1,8	15,4
3	1,7	12,2
4	1,6	9,3
5	1,5	6,7
6	1,45	4,4
7	1,4	2,4
8	1,35	0

Rechte Seite

Ordinaten Nr.	Radius r in cm	Moment zwischen G u. Ordinate M (cm³)
8	1,35	0
9	2,0	1,7
10	3,9	11,7
11	4,3	29,7
12	3,6	46,1
13	0	53,5

Linke Seite

Ordinaten Nr.	Moment zwischen G und Ordinate
0	22,7
1	18,9
2	15,4
3	12,2
4	9,3
5	6,7
6	4,4
7	2,4
8	0

Rechte Seite

Ordinaten Nr.	Moment zwischen G und Ordinate
8	0
9	1,7
10	11,7
11	29,7
12	46,1
13	53,5

Zeichnung). Indem man nun diese beiden Integralwerte in die obige Formel einsetzt, erhält man für die Abszisse des Schwerpunktes:

$$Zg = \frac{2\pi \times 1282{,}5 \text{ cm}^4}{2\pi \times 76{,}2 \text{ cm}^3} = 16{,}7 \text{ cm}.$$

2. Ermittelung der polaren Trägheitsmomente Jx, Jy des Rotationskörpers in bezug auf zwei zueinander rechtwinklige durch den Schwerpunkt gehende und zur Rotationsachse senkrecht stehende Achsen.

Für diese Bestimmung ist der Koordinatenanfangspunkt nach dem Schwerpunkt G zu verlegen. Der Einfachheit halber wollen wir annehmen, daß dieser Schwerpunkt gerade in die Teilungsvertikale 8 hineinfällt, was in der Tat auch ungefähr der Fall ist.

Die beiden gesuchten polaren Trägheitsmomente Jx und Jy sind gegeben durch die Formel:

$$Jx = Jy = \tfrac{1}{2} 2\pi \left[\int \frac{r^2}{2} dM + 4 \int \frac{z^2}{2} dM \right].$$

Um die beiden in der Klammer stehenden Integrale mechanisch auszuwerten, muß man zunächst die Werte der Funktion M mit dem neuen Ursprung G als Ausgangspunkt für die verschiedenen Teilungsvertikalen berechnen. Zu diesem Zweck wird man also wieder mit der Fahrspitze des Integrators, von Punkt G ausgehend und zu demselben zurückkehrend, die durch Pfeile in dem Teil oben rechts von der Meridiankurve des Umdrehungskörpers (Figur oben links in der Zeichnung) gekennzeichneten Konturen umfahren, z. B. für die Vertikale 9 (kreuzweise schraffiertes Flächenstück) Ablesung am Integrator $M = 1{,}7$ cm^3; für die Vertikale 10 (einfach schraffiertes Flächenstück) Ablesung am Integrator $M = 11{,}7$ cm^3 usw. und zwar ebensowohl für den rechts vom Schwerpunkt als für den links vom Schwerpunkt stehenden Teil des Umdrehungskörpers. Zur Ermittelung des Integrales $\int \frac{r^2}{2} dM$ trage man in einem Koordinatensystem (Figur oben rechts in der Zeichnung) die den verschiedenen Teilungsvertikalen entsprechenden Werte des Halbmessers r z. B. im Maßstab 1 cm = 0,5 cm als Ordinate auf und als Abszisse die zugehörigen Werte von M im Maßstab 1 cm = 5 cm^3. Man erhält so punktweise die M-Kurve in Funktion der Variablen r in bezug auf den Ursprung G, gesondert für den Teil rechts und für den Teil links vom Umdrehungskörper. Für die zahlenmäßige Auswertung von $\int \frac{r^2}{2} dM$ = statisches Moment der M-Kurve in bezug auf die Achse GM wird der Maßstab der Angaben des Integrators sein: 1 cm^3 = (Ordinate)$^2 \times$ Abszisse = (0,5 cm)$^2 \times$ 5 cm^3 = 1,25 cm^5.

Indem man mit dem Fahrstift des Integrators die Peripherie der M-Kurve links und rechts umfährt, findet man:

Teil links: Statisches Moment in bezug auf GM = 25,2 cm^3 = 31,5 cm^5
Teil rechts: „ „ „ „ „ GM = 289,8 cm^3 = 362,0 cm^5

Summe: $= \int \frac{r^2}{2} dM$ = 315,0 cm^3 = 393,5 cm^5.

Für die Berechnung des zweiten Integrales in der Klammer $\int \frac{z^2}{2} dM$ wird man die vorhin berechneten, auf den Ursprung G bezogenen M-Werte benützen, aber es wird nunmehr die M-Kurve in Funktion der Variablen z (Figur links unten in der Zeichnung)

aufzuzeichnen sein. Man wird also als Abszissen die Werte von z z. B. in wahrer Größe 1 cm = 1 cm auftragen, und als Ordinaten auf den verschiedenen Teilungsvertikalen die M-Werte im Maßstab 1 cm = 5 cm³. In dieser Darstellung wird der Maßstab der statischen Momente der M-Flächen in bezug auf die Achse GM die Dimension haben:

$$1\ \text{cm}^3 = (\text{Abszisse})^2 \times \text{Ordinate} = (1\ \text{cm})^2 \times 5\ \text{cm}^3 = 5\ \text{cm}^5.$$

Das gesuchte zweite Integral ist das statische Moment in bezug auf die Achse GM der zwischen dieser Achse, der auf z bezogenen M-Kurve und der Horizontalen des dem äußersten Punkte der letzteren eingeschlossenen Flächenstückes. Man findet am Integrator:

Teil links: Statisches Moment in bezug auf $GM = 255{,}6\ \text{cm}^3 = 1278\ \text{cm}^5$
Teil rechts: „ „ „ „ „ $GM = 161{,}4\ \text{cm}^3 = 807\ \text{cm}^5$

$$\text{Summe} = \int \frac{z^2}{2}\, dM = \qquad 417{,}0\ \text{cm}^3 = 2085\ \text{cm}^5.$$

Schließlich erhält man für die gesuchten polaren Trägheitsmomente Jx, Jy:

$$Jx = Jy = \tfrac{1}{2}\, 2\pi \left[\int \frac{r^2}{2}\, dM + 4 \int \frac{z^2}{2}\, dM \right] = \pi \left[393{,}5 + 4 \times 2085 \right] = 27400\ \text{cm}^5.$$

Über das Zeichnen der Isogammen aus Schwerkraftsgradienten.

Von

R. Schumann in Wien.

Vor kurzem hat Herr Dr. C. Heiland in *dieser Zeitschr.* ***45.*** *S. 244. 1925* berichtet über: „Hilfsgeräte zur Darstellung von Schwerkraftsgradienten und magnetischen Störungsvektoren"; dort heißt es auf S. 247: „Das Prinzip dieser Berechnung (= von relativen Schwerkraftunterschieden; Ref.) besteht bekanntlich darin, daß die Projektionen der Gradienten auf die Verbindungslinie je zweier Stationen bestimmt, unter Annahme linearer Änderung der Schwerkraft gemittelt und mit dem Stationsabstand multipliziert werden. Die so schrittweise erhaltenen Schwerkraftsdifferenzen gegen einen bestimmt gewählten Ausgangswert dienen zur Konstruktion der Isogammen." Für die letzteren entstehen dann zunächst gebrochene Linienzüge; da solche in der Natur sicher nicht vorhanden sind, so wird man diese Züge eng anschließend ausrunden. Auf diese Art und Weise entstehen dann gewiß brauchbare Näherungen für die eigentlichen Linien gleicher Schwerkraft, namentlich in Gegenden, wo letztere sich langsam ändert.

In den Jahren 1919, 1920, 1921 sind im Wiener Becken Schwerewagenmessungen[1]) ausgeführt worden; beim Hinzeichnen der Isogammen nach dem soeben geschilderten Verfahren stellte sich indessen heraus, daß bei rascher Änderung der Schwerkraft Wagepunkte (= W. P.) mit großem Gradienten in auffälliger Weise von jenen Linienzügen umgangen oder gemieden wurden, wenn man sie mit benachbarten W. P. in verschiedenen Azimuten geradlinig verband. Dort ist die Annahme linearer Änderung der Schwerkraft nicht mehr zulässig; die Isogammenabstände müssen naturgemäß in

[1]) *Österr. Zeitschr. f. d. öffentl. Baudienst u. d. Berg- und Hüttenw., 2. Jahrg., Heft 7, Tafel 13, Juli 1921. Berg- u. Hüttenmänn. Jahrb. d. Montan. Hochschule in Leoben, Bd. 69 u. 70, Heft 4, S. 55 u. f., 1921/22.*

der Nähe der W.P. mit größeren Gradienten kleiner, in der Nähe von W.P. mit kleineren Gradienten, insbesondere bei Nullwerten dagegen größer ausfallen als ihr Durchschnitt. Deshalb habe ich vorgezogen, durchgehends parabolisch zu interpolieren[1]). Der Erfolg war, daß solche Umgehungen fortfielen und der Verlauf der Isogammen ruhiger wurde; die etwas größere Mühe hatte sich gelohnt.

Im Schwerefeld seien gegeben:

im i^{ten} W.P. der Kraftwert g_i und der Gradient G_i,

im $i+1^{\text{ten}}$ W.P. der Gradient G_{i+1};

der horizontale Abstand der beiden W.P. sei D.

Die in die Verbindungslinie fallenden Kompenenten der G seien k_i und k_{i+1}, man erhält sie leicht graphisch aus dem Lageplan mit eingetragenen Gradienten.

Gesucht sind die Abstände s der Isogammen in der Verbindungslinie, gezählt vom i^{ten} W.P. aus.

Die Schwerkraft g werde entlang dieser Linie als quadratisch veränderlich angenommen:

$$g = g_i + b \cdot s + c \cdot s^2.$$

Man erhält leicht die folgenden Gleichungen:

$$\frac{dg}{ds} = b + 2\,c\,s, \qquad s = 0, \qquad b = k_i,$$

$$g_{i+1} - g_i = \frac{k_i + k_{i+1}}{2} \cdot D, \qquad s = D, \qquad c = \frac{k_{i+1} - k_i}{2\,D}.$$

Die Schwerkraft im $i+1^{\text{ten}}$ W.P. ist somit dieselbe wie bei durchschnittlicher Änderung. Aus g_i, b und c ließe sich die Parabel punktweise berechnen; es ist zumeist ausreichend, die gewünschte Interpolation graphisch mit Hilfe von vier leicht zu ermittelnden Parabelpunkten auszuführen in folgender Weise.

Der erste Punkt ist der i^{te} W.P., zugleich Nullpunkt des Koordinatensystems.

Der zweite Schnittpunkt der Parabel mit der s-Achse wird erhalten aus seinem Abstande $s_2 = -\frac{b}{c} = -\frac{2\,k_i\,D}{k_{i+1} - k_i}$.

Für den Parabelscheitel folgt $s_{\max} = -\frac{b}{2\,c} = \frac{s_2}{2}$; die Ordinate des Maximums (oder Minimums) ist $g_{\max} - g_i = \frac{s_2 \cdot k_i}{4}$.

Der vierte Punkt ist der $i+1^{\text{te}}$ W.P. mit $s = D$, und der Ordinate $g_{i+1} - g_i = \frac{k_i + k_{i+1}}{2} \cdot D$. Man hat somit folgende vier Paare von Koordinaten nebst ihren Schwerkräften:

Abszisse	Ordinate	Schwerkraft
0	0	g_i
$\frac{s_2}{2}$	$\frac{k_i \cdot s_2}{4}$	$g_{\max}$
s_2	0	g_i
D	$\frac{k_{i+1} + k_i}{2} \cdot D$	g_{i+1}

[1]) Siehe: Ein rechnerisch-zeichnerisches Verfahren für parabolische Ausgleichung. Von A. Basch, *Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech.* **2.** *Heft 5. S. 401.* Das Verfahren ist wesentlich verschieden von dem des vorliegenden Aufsatzes, da letzteres auf dem Schwerkraft-Gradienten beruht.

Zur besseren Übersicht über den Verlauf der Parabel ordnet man diese vier Zeilen nach den numerischen Werten der s in algebraischer Folge. Das Maximum (oder Minimum) von g kann rechts, oder links von beiden W. P. liegen, oder zwischen ihnen, so daß sechs Fälle zu unterscheiden sind. Zwei von ihnen mögen durch Beispiele belegt werden.

Für die W. P. 182 $(=i)$ und 175 $(=i+1)$ wurden folgende Werte bekannt:

$g_i = 5380$ (letzte geltende Ziffern, die sich allein im Schwerefeld des Meßgebietes änderten),

$k_i = +13{,}2 \times 10^{-9}$
$k_{i+1} = -24{,}6 \times 10^{-9}$
$D = 87{,}4$ mm

} folgen in Millimeter aus dem Lageplan 1 : 25000 mit eingetragenen Gradienten.

Mittels Rechenschieber ergibt sich

$$b = +13{,}2, \quad c = \frac{-37{,}8}{2 \cdot 87{,}4} = -0{,}2163, \quad g_{i+1} - g_i = -5{,}7 \cdot 87{,}4 = -498;$$

c wurde hier ausnahmsweise gebraucht zum Einzeichnen einiger Parabelpunkte bei gleichabständigem s zur Prüfung der aus freier Hand gezogenen Kurve. Es folgt weiter:

$$s_2 = -\frac{2 \cdot 13{,}2 \cdot 87{,}4}{-37{,}8} = +61{,}0, \quad s_{max} = +30{,}5, \quad g_{max} - g_i = +\frac{61{,}0 \cdot 13{,}2}{4} = +201{,}3.$$

Zum Zeichnen der Parabel dienten somit die Zahlen der 2. und der 3. Spalte dieser Zusammenstellung:

Ort	s mm	Ordinate mm	Schwerkraft
W. P. 182	0	0	5380
Maximum	+30,5	$+\frac{201{,}3}{10}$	5581
2. Nullstelle	+61,0	0	5380
W. P. 175	+87,4	$-\frac{498}{10}$	4882

Um den Lageplan nicht zu überladen, wurde die parabolische Interpolation auf Millimeterpapier vorgenommen. Einer Stufe entsprechen 75×10^{-9} in g, linear 7,5 mm in den Ordinaten; einem Millimeter entsprechen somit 10×10^{-9} in g. Diese Verhältnisse wurden gewählt, um eine vernünftige Strichlänge für die Gradienten zu erzielen. Bei den s entspricht 1 mm einer Strecke von 25 m.

Es ist leicht, hiernach die Parabel zu zeichnen; in ihren Bereich fallen die Isogammen der ersten Spalte, die zweite Spalte gibt die zugehörigen Vielfachen von 75:

Nr.	g	Ordinate in 0,1 mm
74	5550	+170
73	5475	+ 95
72	5400	+ 20
71	5325	− 55
70	5250	−130
69	5175	−205
68	5100	−280
67	5025	−355
66	4950	−430
	$g_i = 5380$	

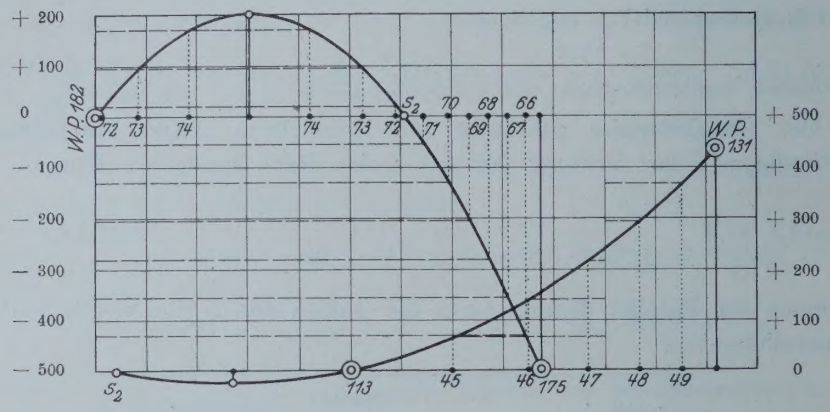
Die dritte Spalte dient zum Abstecken der Ordinaten, zu denen nunmehr die Abszissen zu suchen sind; diese sind in den Lageplan einzutragen mit den danebenstehenden Isogammennummern. Im vorliegenden Falle gehören zu den drei ersten Ordinaten je zwei Abszissen, wie beistehende Figur in $^2/_3$ Verkleinerung zeigt. Die Feldseite dieser Figur entspricht 1 cm.

Als zweites Beispiel diene, wegen ihrer anderen Form, die Parabel auf der Strecke zwischen den W. P. 113 und 131.

Gegeben $g_i = 3308$, $k_i = +2{,}0$, $k_{i+1} = +10{,}0$, $D = 72{,}0$ mm;

Berechnet $b = +2{,}0$, $c = +0{,}0556$, $g_{i+1} - g_i = +432$,

$s_2 = -46$ mm, $s_{max} = -23$ mm, $g_{max} - g_c = -23$.



Ort	s mm	Ordinate mm	g
2. Nullstelle	— 46	0	3308
Minimum	— 23	$-\frac{23}{10}$	3285
W. P. 113	0	0	3308
W. P. 131	+ 72	$+\frac{432}{10}$	3740

Nr.	g	Ordinaten in 0,1 mm
45	3375	+ 67
46	3450	+ 142
47	3525	+ 217
48	3600	+ 292
49	3675	+ 367
	$g_i = 3308$	

Die Zahlen der beiden Täfelchen haben dieselbe Bedeutung wie beim ersten Beispiel. Auf ein Blatt Millimeterpapier (35 : 45 cm) ließen sich die Interpolationen von 42 Strecken unterbringen; daß dabei in zwei Fällen sich die Parabeln überschnitten (s. o.), verursachte keine Störung.

Man erkennt in beiden Figuren, daß die Abstände der Isogammen in den Umgebungen der Maxima (oder Minima) größer werden, dagegen sich zusammendrängen nahe bei den W. P. mit großem Gradienten, wie es sein muß.

Zu den wertvollsten Ergebnissen aus Schwerewagenmessungen gehören gewisse

Leitlinien, die über den Verlauf der unterirdischen, anzunehmenden Rücken oder Hänge, oder über die Lage von Domen Auskunft geben. Es ist deshalb nützlich, auch die s_{max} (oder s_{min}) mit in den Gradientenplan zu übertragen; ihre Folge kann auf einen Rücken (oder eine Sohle) hinweisen. Eine solche Folge von 15 Gratpunkten findet man in der Fig. 3 der oben erwähnten Arbeit im Leobener „Berg- und Hüttenmännischen Jahrbuch"; der anzunehmende Grat ist nordsüdlich gerichtet, weicht wenig von der Geraden ab, hat eine Ausdehnung von 10 bis 11 km und setzt sich vermutlich südwärts über das Meßfeld hinaus fort.

Die 2. Nullstelle dient lediglich zum Zeichnen der Parabel. Wird k_{i+1} nahe gleich k, so genügt lineare Interpolation.

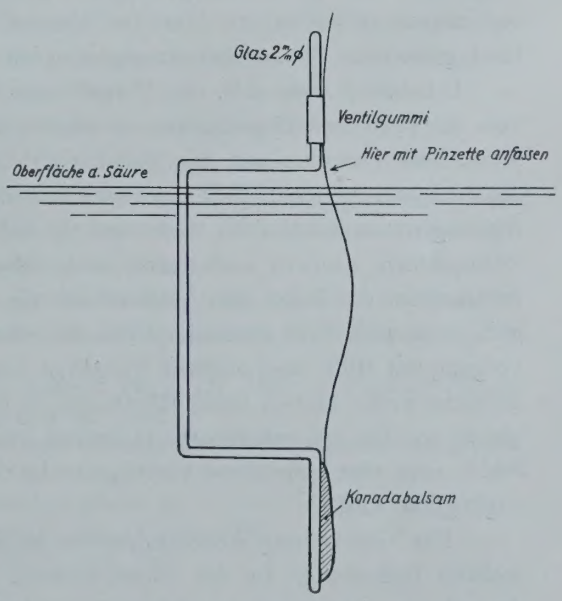
Da nach dem Eintragen der s für gleichabständiges g der gebrochene Linienzug der Isogammen ausgerundet werden muß, so geht ein Teil der Rechen- und Zeichengenauigkeit verloren; dieser unvermeidliche Übelstand wird ein Bedenken gegen das Ziehen der Parabel aus freier Hand auf Grund der vier leicht zu rechnenden Koordinatenpaare mildern. Ein geeigneter Parabel-Zirkel scheint weiter zu bestehen; die beiden W. P. und die zweite Nullstelle würden zum Anpassen genügen.

Erwünscht wäre es, mit der Interpolation einen Ausgleich des Netzes der Schwerkraftwerte zu verbinden, entsprechend dem Ausgleich eines Nivellementsnetzes.

Über das Abätzen von Wollastondrähten.

Von
Hans Brüning in Hanau.
(Mitteilung aus dem wissenschaftlichen Laboratorium der Firma W. C. Heraeus, G. m. b. H. in Hanau a. M.)

Das Abätzen der Silberhülle von Platin-Wollastondraht mit 1—3 μ Seelendurchmesser bereitet, wenn man nach der üblichen Methode — einfaches Hineinhängen in mit Säure gefülltes Uhrglas oder Standgefäß — verfährt, gewisse Schwierigkeiten. Der Draht verschlingt sich häufig, und es entstehen Knoten, bei denen der Draht abreißt. Ein Verschlingen des Drahtes läßt sich nur vermeiden, wenn der Draht durch Befestigung an beiden Enden während des Abätzens in seiner senkrechten Lage festgehalten wird. Um an beiden Enden der Platinseele Silberhüllen zum Anlöten zu behalten, arbeite man nach folgender Methode.



Man biegt einen Glasstab nach nebenstehender Zeichnung. Der Wollastondraht wird oben mit einem Stückchen Ventilgummischlauch festgeklemmt, unten mit zähflüssigem Kanadabalsam, wie man ihn aus dem gewöhnlichen käuflichen durch Stehenlassen an der Luft erhält, angeklebt. Der Kanadabalsam muß das Stück Silbermantel, das nicht abgelöst werden soll, ganz

umschließen. Der Draht darf nicht zu stark gespannt sein, damit die Platinseele nach Ablösung des Silbers nicht abreißt. Das so bespannte Stäbchen taucht man so weit in verdünnte Salpetersäre (1,19 spez. Gew.) von Zimmertemperatur (bei erstmaliger Verwendung der Säure zweckmäßig unter Zusatz von einigen Tropfen Silbernitratlösung), daß der obere wagerechte Teil noch einige mm über dem Flüssigkeitsspiegel bleibt. Nach erfolgter Ablösung zieht man das Stäbchen vorsichtig heraus und löst den Kanadabalsam durch Eintauchen in Äther ab. Dann faßt man den Draht oberhalb der abgelösten Stelle mit einer Pinzette, zieht ihn unter dem Ventilgummi hervor und legt ihn auf schwarzen Samt, auf dem selbst Drähte mit 0,001 mm Durchmesser sichtbar sind.

Beim Arbeiten nach dieser Vorschrift kann man durch verschiedene Größe des Stäbchens und mehr oder weniger tiefes Eintauchen in die Ätzflüssigkeit Drähte in jeder beliebigen Länge erhalten.

In unserem Laboratorium wurden nach dieser Methode Drähte von 1,5 μ Durchmesser und 20 cm Länge mühelos hergestellt.

Stroboskopische Messungen.

Von
H. E. Linckh und **R. Vieweg** in Charlottenburg.

Drehbewegungen, z. B. der Umlauf eines leuchtenden Punktes um eine Achse, lassen sich nur bis zu verhältnismäßig kleinen Drehgeschwindigkeiten mit dem Auge verfolgen, ohne daß die Einzelheiten des rotierenden Systems verschwimmen. Ebenso kann man Schwingungserscheinungen, z. B. das taktmäßige Aufleuchten einer Lampe oder das Schwingen einer Saite nur bei niedrigen Frequenzen noch unmittelbar zählen. Es kann aber beim Auszählen von regelmäßig verlaufenden, periodischen Bewegungsvorgängen eine große Meßgenauigkeit erreicht werden, so daß es vorteilhaft ist, Anordnungen zu treffen, die auch bei höheren Drehzahlen eine direkte optische Beobachtung gestatten. Solche Anordnungen nennt man stroboskopische.

Beleuchtet man z. B. das Polrad einer Wechselstrommaschine mit dem Licht einer von ihr gespeisten Bogenlampe, so scheint das Polrad still zu stehen, da der Rhythmus seiner Drehbewegung mit dem Leuchtrhythmus der Lampe übereinstimmt. Ein anderes Beispiel ist folgendes: Läßt man zwei Stimmgabeln nahezu gleicher Tonhöhe voreinander schwingen, so kann man nicht nur in bekannter Weise mit dem Ohre Schwebungen wahrnehmen, sondern auch diesen entsprechend mit dem Auge eine langsame Pendelung beobachten, die durch den Unterschied der Tonhöhen beider Gabeln gegeben ist. Allgemein besteht eine stroboskopische Anordnung darin, daß ein periodischer Bewegungsvorgang mit Hilfe eines anderen Vorgangs von bekanntem Rhythmus optisch beobachtbar gemacht wird. Stehen beide Rhythmen in einem bestimmten Verhältnis, sind sie z. B. gleich, so tritt ein scheinbarer Stillstand ein, ist die Übereinstimmung nur genähert, so erhält man eine scheinbare Verlangsamung des Bewegungsvorganges, der so der Messung zugänglich wird.

Die Verwendung stroboskopischer Methoden hat wohl für Drehzahlmessungen am meisten Bedeutung. In der Elektrotechnik wird die Bestimmung der Schlüpfung von Asynchronmotoren fast ausschließlich stroboskopisch vorgenommen. Besondere Vorteile bieten stroboskopische Verfahren ferner infolge ihrer Verlustfreiheit bei Untersuchungen an Kleinmotoren und für gewisse Einzelverlustmessungen, wo die Belastung des umlaufenden Systems, die der Gebrauch eines Umdrehungszählers immer mit sich bringt,

nicht vernachlässigt werden darf. Aber auch für zahlreiche physikalische Zwecke haben sich stroboskopische Anordnungen als geeignet erwiesen. Entsprechend der vielseitigen Verwendungsmöglichkeit sind mannigfache Einrichtungen ersonnen worden, von denen hier einige erwähnt seien. Als schwingendes Beobachtungshilfsmittel werden außer der eingangs genannten Bogenlampe noch andere Lichtquellen benutzt, in neuerer Zeit vorzugsweise die handlichen Glimmlampen[1]). Die mit ihrer Hilfe erzeugten stroboskopischen Bilder sind auch bei Tageslicht gut sichtbar. Die Messung geschieht in der Weise, daß man auf der Achse, deren Drehzahl bestimmt werden soll, eine Scheibe mit abwechselnd schwarzen und weißen Sektoren befestigt. Eine solche Anordnung ist in Fig. 1 dargestellt[2]). Während die umlaufende Scheibe sonst gleichmäßig grau aussieht, scheinen bei Beleuchtung mit dem intermittierenden Licht die Sektoren bei gewissen Drehzahlen stillzustehen und zwar immer dann, wenn die Scheibe bei ihrem Umlauf stets in denselben Bildstellungen von den Lichtblitzen der Lampe erhellt wird. Die Lichtquelle kann auch hinter der Scheibe angeordnet und durch Löcher oder Schlitze betrachtet werden, die in gleichmäßigen Abständen in der Scheibe angebracht sind und die Sektoren bei der Vorderbeleuchtung ersetzen.

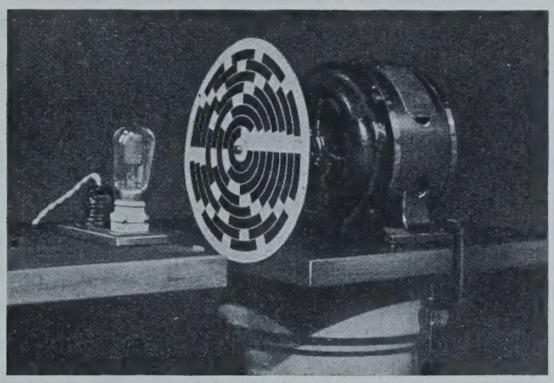


Fig. 1. Stroboskopische Anordnung mit einer Scheibe und Glimmlampe.

An Stelle einer pulsierenden Lampe können aber auch schwingende Systeme benutzt werden. Hält man z. B. hinter die Lochscheibe eine Stimmgabel und betrachtet sie durch die Öffnungen der Scheibe hindurch, so kann man wieder die stroboskopische Erscheinung der stillstehenden Gabel beobachten[3]). Auch die Verwendung der sog. manometrischen Flamme für stroboskopische Zwecke ist bekannt. Ist umgekehrt die Drehzahl der Welle gegeben, so lassen sich stroboskopisch Schwingungsvorgänge messen[4]). So untersuchte Boys[5]) die fallenden Tropfen eines Wasserstrahls, Mader[6]) die im Totraum eines Dieselmaschinenzylinders im Takt der Zündung auftretenden Flammbilder. Guillet[7]) arbeitet mit einer Saite, Bellini[8]) mit den Schwingungen des Fadens einer elektrischen Glühbirne im Magnetfeld, H. Schultze[9]) mit elektrischen Kapillarwellen, Schweitzer[10]) mit intermittierenden Kathodenstrahlen eines Braunschen Rohrs als Anzeigemittel.

Eine weitere Möglichkeit zur stroboskopischen Beobachtung von Drehbewegungen besteht darin, daß eine zweite mit bekannter Drehzahl umlaufende Welle, etwa die

[1]) Vgl. H. Schering und V. Vieweg, *diese Zeitschr.* **40.** *S. 139. 1920.* — Guillet, *Compt. Rend.* **181.** *S. 707. 1925.* — Lepaute, *Rev. d'Opt.* **4.** *S. 95. 1925.*

[2]) Als Glimmlampe diente ein Kleinmodell einer Glimmlicht-Gleichrichterröhre der Elektrizitäts-A.-G. Hydrawerk, Charlottenburg.

[3]) Vgl. R. Vieweg und H. E. Linckh, *Elektrot. Zeitschr.* **46.** *S. 1107. 1925.*

[4]) Vgl. Kohlrausch, Lehrb. der prakt. Phys. *S. 248.* 14. Aufl. 1923.

[5]) Vgl. Frick, Physikal. Techn. II. 2. *S. 1714.* 7. Aufl. 1909.

[6]) *Zeitschr. d. Ver. d. Ing.* **69.** *S. 1372. 1925.*

[7]) *Compt. Rend.* **176.** *S. 1447. 1923.*

[8]) *Elektrot. Zeitschr.* **25.** *S. 730. 1904.*

[9]) *Diese Zeitschr.* **26.** *S. 150. 1906.*

[10]) *Elektrot. Zeitschr.* **22.** *S. 947. 1901.*

eines Motors zu Hilfe genommen wird, auf der eine Scheibe mit Öffnungen angebracht ist (vgl. Fig. 6). Durch die Löcher hindurch wird die Scheibe auf der Hauptwelle betrachtet[1]). Die umlaufende Hilfslochscheibe ersetzt also eine intermittierende Lichtquelle. Nach diesem Zweischeibenverfahren bestimmten z. B. Gerdien und Schering[2]) die Umlaufszahl eines Anemometerflügels, der zugleich als stroboskopische Scheibe diente. Die Belastung dieses leichten und empfindlichen Geräts mit einem der üblichen Drehzahlmesser hätte die Meßgenauigkeit erheblich beeinflußt, während die stroboskopische Untersuchung verlustfrei war. Für die Ermittlung hoher Drehzahlen benutzte Schillo[3]) das Zweischeibenverfahren, da eine verläßliche andere Drehzahlmeßeinrichtung bis zu 40000 Umdr./min, wie sie für die zu prüfende Dampfturbine in Frage kamen, nicht bekannt war.

Betrachtet man die stroboskopischen Anordnungen ganz allgemein und sucht sie methodisch zu vereinheitlichen, besonders auch um Formeln zu gewinnen, die für alle vorkommenden Verhältnisse gültig sind, so ergibt sich folgender Überblick. Die zur Verwendung gelangenden Löcher, Schlitze, farbigen Sektoren u. ä. bezeichnen wir zusammenfassend als Merkzeichen und unterscheiden dann zwei Hauptgruppen von Verfahren:

I. Einscheibenverfahren. Bei ihm wird eine rotierende Scheibe mit Merkzeichen und ein nicht umlaufendes Beobachtungsmittel verwendet. Die Verhältnisse sind verschieden, je nachdem als Beobachtungsmittel

α) eine pulsierende Lichtquelle (Fig. 1),

β) ein mechanisch schwingendes System (Fig. 4)

benutzt wird.

II. Zweischeibenverfahren. Außer einer Merkzeichenscheibe auf der zu untersuchenden Welle wird noch eine zweite Scheibe auf einem Hilfsmotor benutzt (Fig. 6).

Bei der Aufstellung allgemeiner Beziehungen zwischen der Zahl der beobachteten Bilder, der Drehzahl, der Frequenz des Hilfsmittels und der Anzahl der Merkzeichen ergeben sich folgende wichtigste Formeln, auf deren ausführliche Herleitung[4]) hier verzichtet werden soll.

I. Einscheibenverfahren.

α) Mit intermittierender Lichtquelle.

Es sei n_1 die minutliche Drehzahl der umlaufenden stroboskopischen Scheibe, die l_1 über den Umfang gleichmäßig verteilte Merkzeichen aufweise. Die Scheibe wird beleuchtet mit einer intermittierenden Lichtquelle (Glimmlampe), die n_2 Lichtblitze je Minute gibt. Dann beobachtet man, wie bereits erwähnt, bei gewissen Drehzahlen eine bestimmte Anzahl stillstehender Bilder der umlaufenden Merkzeichen. Ändert sich die Drehzahl, so beginnen die Bilder nach der einen oder anderen Seite zu wandern. Die Anzahl der beim stroboskopischen Vorgang auf dem ganzen Umfang gleichzeitig sichtbaren Bildpunkte sei A (stroboskopische Bildzahl). Sie kann gleich oder größer als die Zahl l_1 der Merkzeichen sein. Für die stroboskopische Bildzahl ergibt sich die Formel

$$A = \frac{l_1 n_2}{(l_1 n_1, n_2)}, \qquad 1)$$

[1]) Benischke, *Elektrot. Zeitschr.* **25.** *S. 392. 1904.*

[2]) *Physikal. Zeitschr.* **5.** *S. 297. 1904.*

[3]) *Elektrot. Zeitschr.* **33.** *S. 159. 1912;* ferner Moore, *The Engineer* **139.** *S. 209. 1925.*

[4]) H. E. Linckh und R. Vieweg, *Arch. f. Elektrot.* **15.** *S. 489. 1925.*

wobei das Symbol $(l_1 n_1, n_2)$ nach der in der Zahlentheorie üblichen Schreibweise den größten gemeinsamen Teiler der zwei Zahlen $l_1 n_1$ und n_2 darstellt.

In Fig. 2 a—i sind photographische Aufnahmen einer stroboskopischen Scheibe mit abwechselnd weißen und schwarzen Sektoren im Stillstand und bei verschiedenen Drehzahlen unter Beleuchtung mit einer Glimmlampe von 50 Lichtblitzen je Sekunde ($n_2 = 3000$) wiedergegeben. Die Scheibe hat 8 Ringe mit den verschiedenen Merkzeichenzahlen $l_1 = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 8$ und 10. Die bei den einzelnen Drehzahlen nach der Formel 1) errechneten Bildzahlen sind in der nachstehenden Zahlentafel 1 zusammengestellt.

Zahlentafel 1.

n_1	Zahl der Merkzeichen (l_1)								
Umdr./min	1	2	3	4	5	6	8	10	
3000	1	2	3	4	5	6	8	10	
1500	*2*	2	*6*	4	*10*	6	8	10	
1000	3	6	3	12	15	6	24	30	
750	*4*	*4*	*12*	4	20	*12*	8	*20*	Bild-
600	5	10	15	20	5	30	40	10	zahl A
500	*6*	6	*6*	12	*30*	6	24	30	
375	*8*	*8*	*24*	*8*	*40*	*24*	8	*40*	
300	*10*	10	*30*	20	*10*	30	40	10	

Von den rechnerisch ermittelten Bildzahlen sind die durch Schrägdruck hervorgehobenen in den photographischen Abbildungen nicht sichtbar. Dies erklärt sich aus der Wahl der Unterteilung der stroboskopischen Scheibe. Da die weißen und schwarzen Sektoren gleich breit sind, treten alle Bilder, die eine geradzahlige Vervielfachung der Merkzeichenzahl darstellen, nicht in Erscheinung; infolge der Gleichverteilung von Schwarz und Weiß wird an ein und derselben Stelle immer abwechselnd ein schwarzer und ein weißer Sektor beleuchtet, der ganze Ring verschwimmt daher zu Grau. Auch einige hohe Bildzahlen (in der Zahlentafel unterstrichen), die durch ungeradzahlige Vervielfachung erhalten werden, lassen sich in den Abbildungen nicht erkennen; die einzelnen Bildpunkte werden mit zunehmender Bildzahl infolge teilweiser Überdeckung von Schwarz und Weiß schmäler und zugleich verwaschen, so daß sie schließlich kaum mehr vom Auge wahrgenommen werden können. Eine Rolle für die Schärfe der Bilder spielt auch die Dauer jedes einzelnen Lichtblitzes. Je kürzer die Zeit ist, die das Leuchten dauert, desto schärfer werden die Bilder, da sich die Scheibe dann während der Belichtung nur wenig weiterdreht. Bei den Aufnahmen betrug die Leuchtdauer eines Blitzes etwa $^1/_{10}$ der Periode des Wechselstroms, mit dem die Lampe und der die stroboskopische Scheibe tragende Synchronmotor gespeist wurden. Die Expositionsdauer für eine Aufnahme war rund 30 Minuten. Trotz des Ausfalls einiger Punkte erweist sich die in Fig. 2 a angegebene stroboskopische Scheibe für die meisten Drehzahlmeßzwecke als durchaus brauchbar.

Zur Erläuterung des oben Ausgeführten sind die Bilder bei den Drehzahlen 1500 und 500 Umdr./min nochmals mit einer aus Fig. 3 a ersichtlichen Scheibe aufgenommen worden, bei der die Breite der schwarzen Sektoren das Dreifache von der der weißen betrug. Wie die Fig. 3 b und 3 c zeigen, werden für sämtliche Ringe die Bilder entsprechend der Zahlentafel 1 sichtbar.

Der Zweck der stroboskopischen Beobachtung wird freilich im allgemeinen nicht die Feststellung der Bildzahl A sein, sondern die Aufgabe besteht meist darin, bei

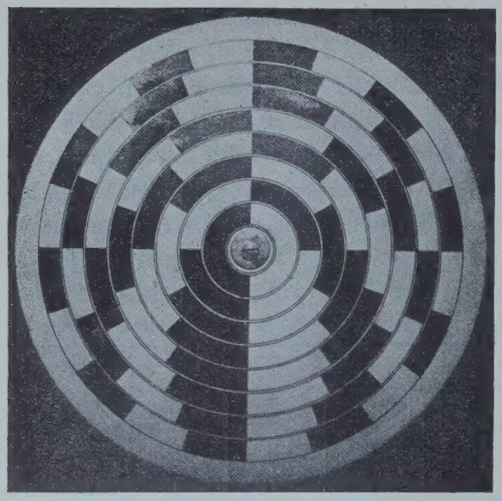


Fig. 2a. Stillstand der Scheibe.

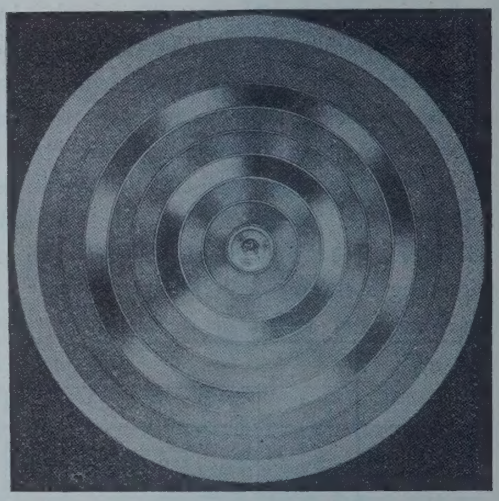


Fig. 2d. 1000 U/Min.

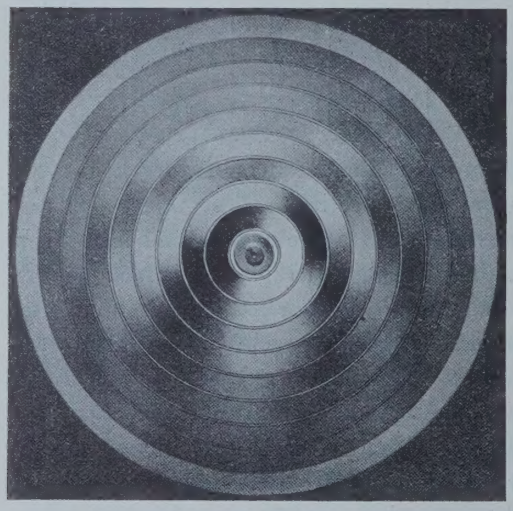


Fig. 2b. 3000 U/Min.

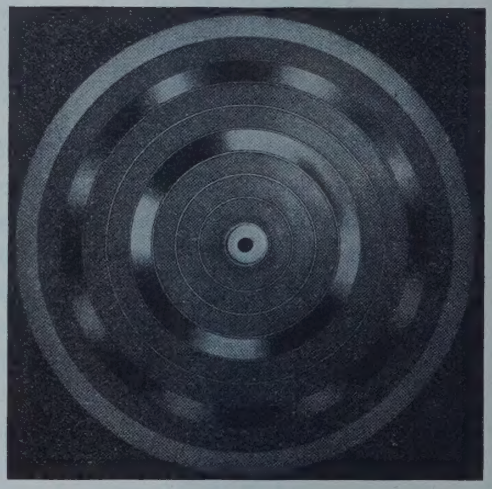


Fig. 2e. 750 U/Min.

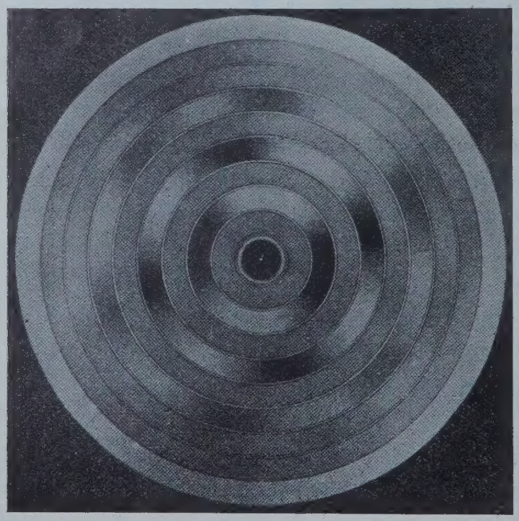


Fig. 2c. 1500 U/Min.

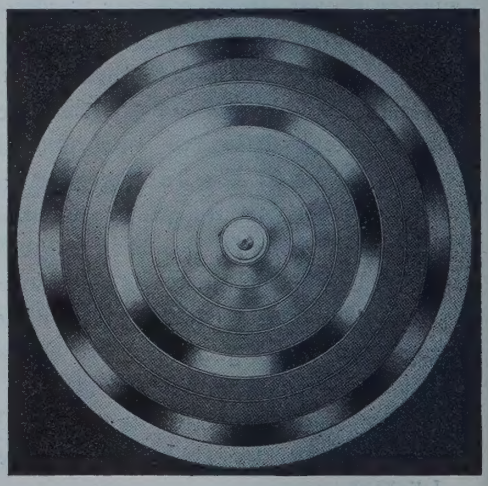


Fig. 2f. 600 U/Min.

Fig. 2a bis i. Schwarze und weiße Streifen der

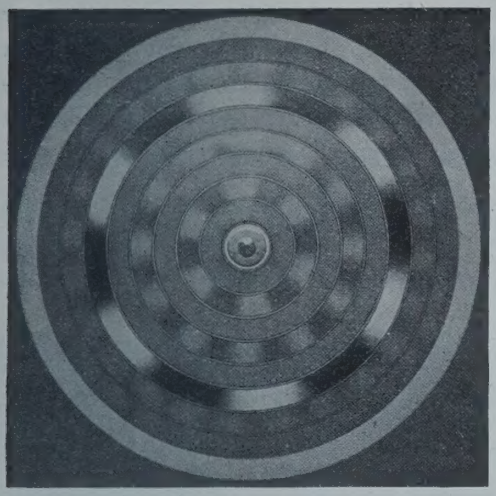


Fig. 2g. 500 U/Min.

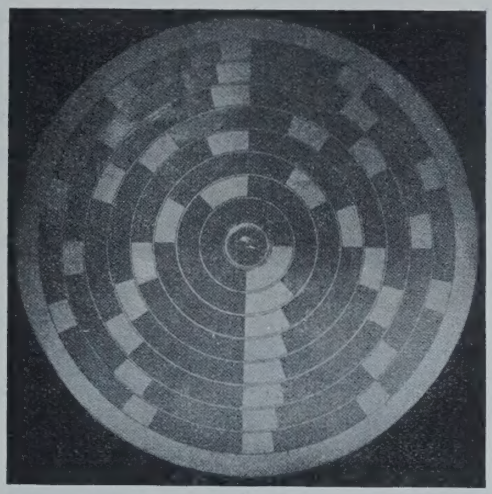


Fig. 3a. Stillstand dsr Scheibe.

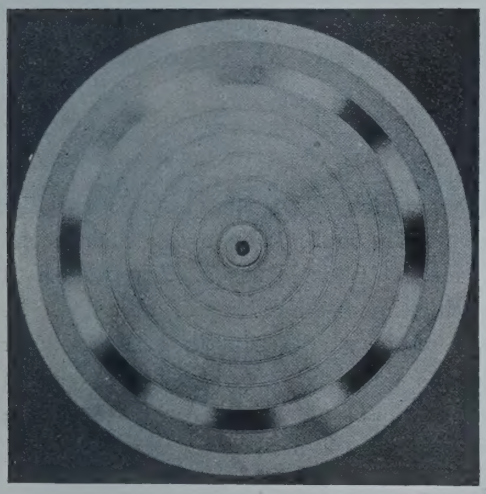


Fig. 2h. 375 U/Min.

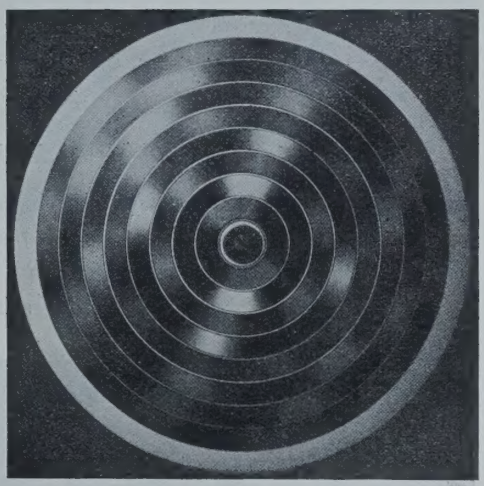


Fig. 3b. 1500 U/Min.

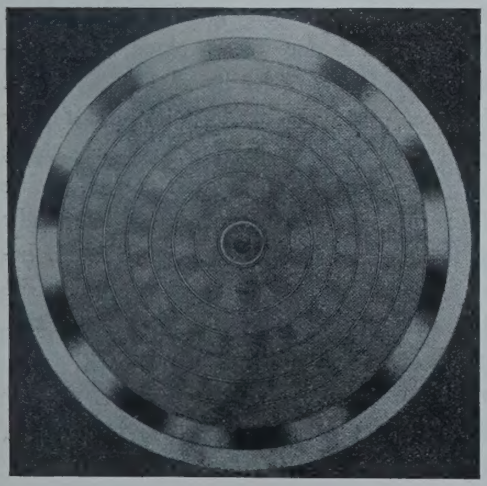


Fig. 2i. 300 U/Min.
Scheibe gleich breit (1:1).

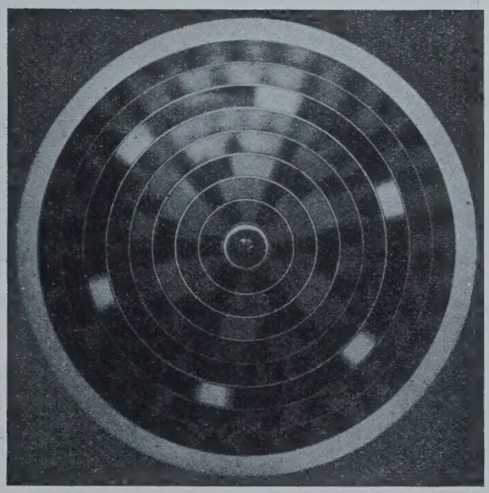


Fig. 3c. 500 U/Min.
Fig. 3a bis c. Streifen ungleich breit (3:1)

bekannter Merkzeichenzahl l_1 und bekannter Blitzzahl n_2 der Glimmlampe aus einer beobachteten Bildzahl A Schlüsse auf die unbekannte Drehzahl n_1 der Scheibe zu ziehen. Daraus, daß in Formel 1) die Werte n_1 und n_2 in einem größten gemeinschaftlichen Teiler auftreten, erkennt man, daß aus der angegebenen Gleichung das Verhältnis $n_1 : n_2$ nicht eindeutig bestimmt werden kann. Es ergibt sich die folgende Beziehung

$$\left.\begin{aligned} n_1 &= \frac{n_2}{A} \cdot k \\ \text{mit der Bedingung } &\left(k, \frac{A}{l_1}\right) = 1, \end{aligned}\right\} \qquad 2)$$

die aussagt, daß n_1 immer nur ein ganzzahliges Vielfaches (Faktor k) von $\frac{n_2}{A}$ sein kann, wobei k und $\frac{A}{l_1}$ teilerfremd sein müssen. Vermöge der Gleichungen 2) läßt sich also leicht überblicken, welche Werte n_1 bei gegebenem n_2 und l_1 und beobachtetem, festem A annehmen kann. In vielen Fällen, wo es sich um die Aufnahme einer Drehzahlmeßreihe handelt, wird man in der Lage sein, aus der Folge benachbarter Meßpunkte auf die Größe des Faktors k zu schließen. Auch die Verwendung mehrstufiger Scheiben von der in Fig. 2a und 3a gezeigten Art gestattet, die Täuschungsmöglichkeit einzuschränken.

β) Mit schwingendem System.

Da bei dem Verfahren mit schwingendem System nicht die stroboskopische Scheibe sondern das schwingende Hilfsmittel beobachtet werden muß, können wir nicht mehr wie früher eine gleichmäßig über den Umfang verteilte Bildzahl sehen. Als Bildzahl A bezeichnen wir jetzt die Anzahl der scheinbar stillstehenden Schwingungselemente. Es seien wieder n_1 die minutliche Drehzahl der Scheibe und l_1 ihre Merkzeichenzahl, es sei ferner n_2 die minutliche Anzahl der Vollschwingungen des Systems, dann ist

$$A = \frac{l_1 n_1}{(l_1 n_1, n_2)}. \qquad 3)$$

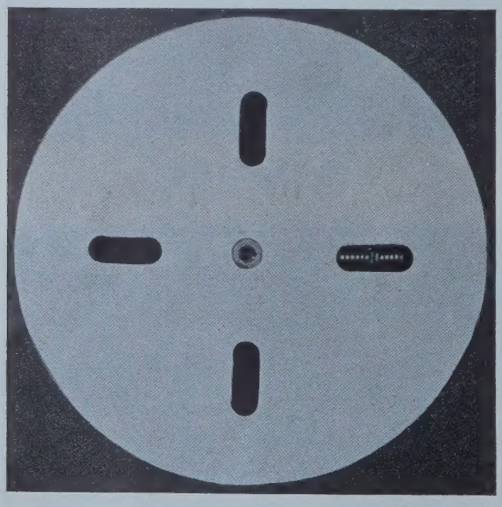


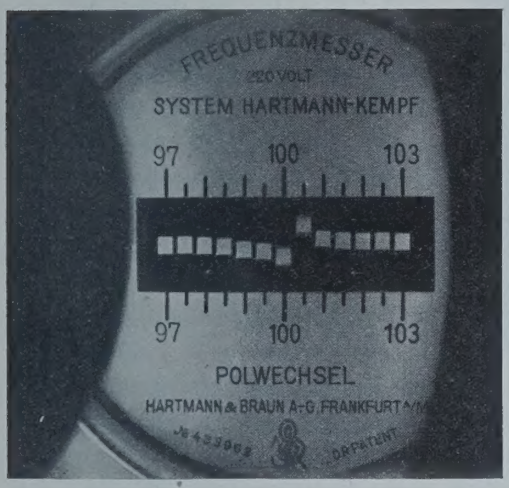
Fig. 4. Stroboskopische Anordnung mit einer Scheibe und schwingendem System.

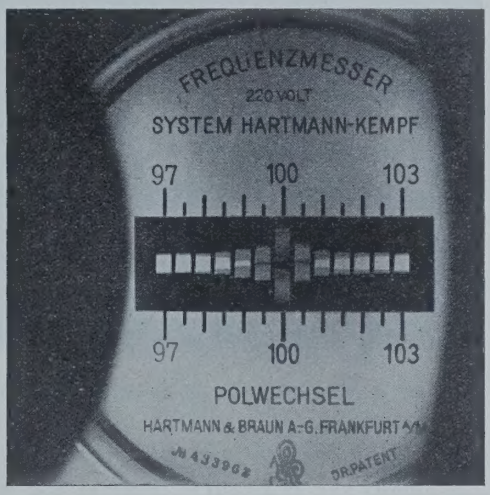
In Fig. 4 ist als schwingendes System ein Zungenfrequenzmesser gewählt, vor dem sich eine auf der Welle eines Synchronmotors befestigte Schlitzscheibe befindet. Fig. 5a und 5b sind bei umlaufender Scheibe aufgenommen; Motor ($n_1 = 1500$) und Frequenzmesser waren an dasselbe Netz mit einer Frequenz von ungefähr 50 Per./sec angeschlossen. In Fig. 5a betrug die Lochzahl der Scheibe $l_1 = 1$, die Bildzahl ist daher $A = 1$, während sich in Fig. 5b mit $l_1 = 4$ $A = 2$ ergibt.

Aus der Form der Gleichung 3) geht wieder wie bei 1) die Mehrdeutigkeit des Drehzahlverhältnisses $n_1 : n_2$ hervor. Für die Bestimmung der möglichen Drehzahlen n_1 erhält man

$$n_1 = \frac{n_2}{k} \cdot \frac{A}{l_1} \qquad \text{mit der Bedingung } (A, k) = 1; \qquad 4)$$

d. h. die Drehzahl n_1 kann nur gleich oder k mal kleiner sein als $n_2 \frac{A}{l_1}$, wobei k eine ganze Zahl und zu A teilerfremd sein muß. Z. B. findet man bei den für Fig. 5a vorhandenen Verhältnissen ($l_1 = 1$, $n_2 = 3000$) die Bildzahl $A = 1$ außer bei $n_1 = 1500$ auch bei 3000, 750, 600, 500 usw. Umdr./min.





Schwingendes System scheinbar stillstehend.

Fig. 5a. Bildzahl $A = 1$. Fig. 5b. Bildzahl $A = 2$.

Verwendet man gleichzeitig das Verfahren mit schwingendem System und das mit intermittierender Lichtquelle zur Messung einer Drehzahl, so ist diese aus dem Verhältnis der Bildzahlen eindeutig bestimmbar. Als Quotient aus 3) und 1) folgt:

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{A_\beta}{A_\alpha},$$

wenn A_α die Bildzahl beim Verfahren mit intermittierender Lampe, A_β die Bildzahl beim Verfahren mit schwingendem System bedeutet.

II. Zweischeibenverfahren.

Die zu untersuchende Welle laufe wieder mit der minutlichen Drehzahl n_1 um und trage eine Scheibe mit l_1 über den Umfang gleichmäßig verteilten Merkzeichen. Diese Scheibe wird betrachtet durch die l_2 ebenfalls gleichmäßig verteilten Öffnungen (Löcher, Schlitze) einer zweiten Scheibe hindurch, die sich auf der Achse eines mit der minutlichen Drehzahl n_2 umlaufenden Hilfsmotors befindet. Die Anzahl A der beim stroboskopischen Vorgang auf dem ganzen Umfang gleichzeitig sichtbaren Bildpunkte ist dann verschieden groß, je nachdem der Hilfsmotor gleichsinnig oder gegensinnig mit dem Hauptmotor umläuft, und ergibt sich zu

$$A = \frac{l_1 l_2}{(l_1 n_1, l_2 n_2)} \cdot \{n_1 \pm n_2\}, \qquad 5)$$

wobei das +-Zeichen für Gegenlauf (Addition der Geschwindigkeiten), das —-Zeichen für Gleichlauf (Subtraktion der Geschwindigkeiten) gilt[1]).

In den Fig. 7a und 7b sind zwei Bilder wiedergegeben, die mit der in Fig. 6 dargestellten Versuchsanordnung gewonnen wurden, Fig. 7a bei Gegenlauf, Fig. 7b bei Gleichlauf der Scheiben. Bei den Aufnahmen wurde durch die Löcher beider Scheiben hindurch auf eine erhellte Fläche geblickt; der Apparat war auf die Scheiben eingestellt, der Motor im Vordergrund erscheint daher verwaschen. Eine Übersicht über die Merkzeichen- und Bildzahlen bei diesen Aufnahmen gibt Zahlentafel 2; die Drehzahl des vorderen Motors mit der Merkzeichenzahl l_1 betrug $n_1 =$ 3000 Umdr./min, die des hinteren Motors $n_2 = 1500$ Umdr./min. Die Bilder bei Gegenlauf gleichen im wesentlichen den als Merkzeichen gewählten kreisrunden Löchern, während bei Gleichlauf die Bilder länglich verzerrt und weniger scharf erscheinen. Je geringer die Relativgeschwindigkeit $(n_1 - n_2)$ ist, desto mehr werden bei Gleichlauf die Bildpunkte zu Streifen; für $n_1 = n_2$ ist bei Gleichlauf die Bildzahl 0 (Formel 5)), man erhält einen kontinuierlich sich über den Umfang erstreckenden Bildeindruck.

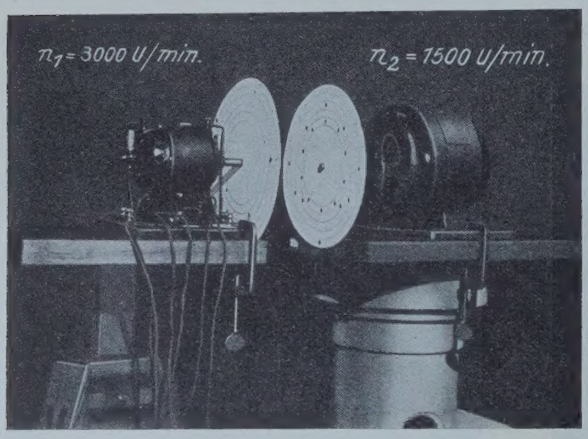


Fig. 6. Stroboskopische Anordnung mit zwei Scheiben.

Fig. 7a. Gegenlauf der Scheiben.

Fig. 7b. Gleichlauf der Scheiben.

Bilder beim Zweischeibenverfahren.

Auch beim Zweischeibenverfahren ist das Drehzahlverhältnis $n_1 : n_2$ aus einer Messung nicht eindeutig bestimmbar. Hingegen ergibt sich, wenn die Bildzahl bei Gleich- und bei Gegenlauf bekannt ist,

[1]) Bei Gleichlauf ergeben sich für $n_2 > n_1$ rechnerisch negative Bildzahlen. Bezüglich der Feststellung, ob eine Bildzahl positiv oder negativ ist, sei auf die Arbeit der Verfasser im *Arch. f. Elektrot. a. a. O.* verwiesen.

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{A_{gg} + A_{gl}}{A_{gg} - A_{gl}}. \qquad 6)$$

Zahlentafel 2.

Anordnung der Merkzeichen	Merkzeichenzahlen l_1	Merkzeichenzahlen l_2	Bildzahlen bei Gegenlauf A_{gg}	Bildzahlen bei Gleichlauf A_{gl}
(Äußerster) 1. Ring	1	1	3	1
2. „	1	2	3	1
3. „	1	3	9	3
4. „	1	4	6	2
(Innerster) 5. „	1	10	15	5

III. Messungen mit umlaufenden stroboskopischen Bildern.

Stroboskopische Beobachtungen können nicht nur für den Fall stillstehender Bilder vorgenommen werden, sondern sind auch dann ausführbar, wenn, wie bereits erwähnt, die Bilder in der Nähe der für das Stillstehen erforderlichen Drehzahlverhältnisse rotieren, „schlüpfen". Dieses Umlaufen kann am besten in der Weise ausgezählt werden, daß man die Anzahl z der Bildvorübergänge an einer festen Marke in der Zeit t ermittelt. Im allgemeinen lassen sich drei bis höchstens vier Vorübergänge in einer Sekunde noch sicher zählen. Ist n_1 die Drehzahl, bei der das stroboskopische Bild stillstehen würde, und n_1' die wirkliche Drehzahl, bei der das Auszählen erfolgt, so bezeichnet man als Schlüpfung den Quotienten

$$s = \frac{n_1 - n_1'}{n_1}.$$

Vielfach wird die Schlüpfung auch in v. H. der Ausgangsdrehzahl angegeben ($s^0/_0$). Dann wird

$$s^0/_0 = \frac{n_1 - n_1'}{n_1} \cdot 100.$$

Beim Einscheibenverfahren, sowohl mit intermittierender Lampe als auch mit schwingendem System, ergibt sich für den Zusammenhang zwischen den Größen l_1, n_1, n_2 und der prozentischen Schlüpfung

$$s^0/_0 = \frac{6000}{[l_1 n_1, n_2]} \cdot \frac{z}{t}. \qquad 7)$$

Hierbei ist $[l_1 n_1, n_2] = \frac{l_1 n_1 n_2}{(l_1 n_1, n_2)}$ das kleinste gemeinsame Vielfache von $l_1 n_1$ und n_2.

Für das Zweischeibenverfahren findet man

$$s^0/_0 = \frac{6000}{[l_1 n_1, l_2 n_2]} \cdot \frac{z}{t}. \qquad 8)$$

Bei der Ausführung von Versuchen mit den beschriebenen stroboskopischen Verfahren sind nicht nur, wie gezeigt, die Drehzahlen und die Merkzeichenzahlen und -verteilung, sowie z. B. Dauer und Intensität der Lichtblitze von Wichtigkeit, sondern es spielen auch physiologische Einflüsse wie die Bildnachwirkung[1]) im Auge, insbesondere für die Bildschärfe und die Grenzen der Beobachtungsmöglichkeit eine Rolle; doch soll auf diese Fragen hier nicht näher eingegangen werden.

[1]) Vgl. z. B. Guillet, *Compt. Rend.* ***181.*** *a. a. O.*

Erwähnt sei noch, daß außer den besprochenen Verfahren, die dazu dienen, rasch verlaufende Bewegungsvorgänge durch Verlangsamung meßbar zu machen, auch Anordnungen bekannt sind, bei deren Anwendung langsame Bewegungen rascher zu verlaufen scheinen. Dreht sich z. B. eine langsam rotierende (z. B. 1 Umdr./min) Scheibe, die mit a (z. B. 25) radialen Strichen versehen ist, hinter einer feststehenden Scheibe, die $a \pm 1$ radiale Schlitze aufweist, so sieht man einen Strich mit der a-fachen Geschwindigkeit umlaufen, und zwar bei $a + 1$ Schlitzen entgegengesetzt, bei $a - 1$ im Sinne der Drehrichtung. Eine solche Anordnung gestattet, nach Art eines Nonius kleine Umlaufsintervalle noch genau zu unterteilen. Sie läßt sich auch mit den zur scheinbaren Drehzahlverlangsamung dienenden Methoden, die oben unter I und II dargelegt sind, vereinigen. Dies geschieht z. B. in der Weise, daß ein sehr langsam schlüpfender vielstrahliger Stern durch Vorhalten einer ruhenden Scheibe mit einem Schlitz mehr oder einem Schlitz weniger, als der Stern Strahlen hat, zu scheinbar rascherer Schlüpfung gebracht wird.

Referate.

Die Transformation von Einheiten der Drei-Farben-Mischung: Algebraische Methode.

Von J. Guild, *Trans. Opt. Soc.* **26.** *S. 95. 1924/25.*

Die geometrische Lösung des Farbenmischungsproblems.

Von J. Guild. *Trans. Opt. Soc.* **26.** *S. 139. 1924/25.*

Irgend eine Farbe ist darstellbar als bestimmtes Mischungsverhältnis dreier Grundfarben, algebraisch ausgedrückt durch das Gesetz:

$$C = \alpha R + \alpha' G + \alpha'' B \qquad 1)$$

wo R, G und B irgendwelche Grundeinheiten sind und α, α', α'' das Mischungsverhältnis angeben. Derartige Grundeinheiten können wirkliche Farben sein, die entweder durch Isolierung monochromatischen Lichts aus dem Spektrum oder durch die Benutzung von Farbfiltern entstanden sind. Als einzige Bedingung sollen diese Einheiten die Eigenschaft haben, bei passender Mischung Weiß zu geben. Das durch 1) ausgedrückte Gesetz hat die allgemeine Eigenschaft, daß mindestens einer der Koeffizienten einen negativen Wert hat, wenn C eine Farbe hohen Sättigungsgrades ist. Solche drei Grundeinheiten werden z. B. geliefert von den drei „Grundempfindungen" der Young-Helmholtzschen Theorie. Doch gibt es noch zahlreiche andere Zusammenstellungen. Der Einfachheit halber führt Verf. die Annahme ein, daß die drei Grundeinheiten so zu zählen sind, daß ein Gemisch derselben aus gleichen Mengen Weiß ergibt. In bezug auf die Farbe C braucht meistens nichts über deren Leuchtkraft gesagt zu werden; Gleichung 1) soll nur die Farbqualität festlegen; die Koeffizienten sind also irgendwie beschaffen. Die Wichtigkeit der trichromatischen Systeme liegt darin, daß mit ihrer Hilfe alle Probleme der Farbenmischung nach einfachen mathematischen Methoden zu lösen sind. Diese Theorie ist schon von Ives sehr ausgebaut worden, jedoch empfand Verf. die Notwendigkeit, diese Theorie zu ergänzen und in mancher Hinsicht abweichend von seinem Vorgänger vorzugehen, um bequemere Anwendungsmöglichkeiten auf praktische kolorimetrische Untersuchungen zu haben.

Die Aufgabe besteht zunächst darin, die Ergebnisse für ein System dreifarbiger Grundeinheiten auf ein anderes zu übertragen. Dieser Fall kommt vor beim Vergleich von Ablesungen an verschiedenen Kolorimetern oder bei der Übertragung gemessener Werte auf ein Standard-System. Die Transformation von einem Farbensystem 1 auf ein Farbensystem 2 geht aus von der Gleichung

$$C = \alpha R_1 + \alpha' G_1 + \alpha' B_1 \qquad 2)$$

und hat als Endziel die Darstellung derselben Farbe C in dem neuen System

$$C = \beta R_2 + \beta' G_2 + \beta'' B_2 . \qquad 3)$$

Die drei Grundeinheiten des neuen Systems sollen die Bedingung erfüllen, daß gleiche Mengen von ihnen dieselbe Weiße liefern wie das alte System; algebraisch drückt sich dies aus durch die Beziehung

$$R_1 + G_1 + B_1 = R_2 + G_2 + B_2 . \qquad 4)$$

Um die Transformation ausführen zu können, müssen erst die Koeffizienten bekannt sein, die von dem einen zu dem anderen System führen; also

$$\begin{aligned} R_1 &= a R_2 + a' G_2 + a'' B_2 \\ G_1 &= b R_2 + b' G_2 + b'' B_2 \\ B_1 &= c R_2 + c' G_2 + c'' B_2 . \end{aligned} \qquad 5)$$

Aus 4) und 5) folgt dann:

$$a + b + c = a' + b' + c' = a'' + b'' + c'' . \qquad 6)$$

Die Koeffizienten β, β', β'' der Gleichung 3) sind dann zu berechnen aus

$$\begin{aligned} \beta &= \alpha a + \alpha' b + \alpha'' c \\ \beta' &= \alpha a' + \alpha' b' + \alpha'' c' \\ \beta'' &= \alpha a'' + \alpha' b'' + \alpha'' c'' . \end{aligned} \qquad 7)$$

Die Schwierigkeit des Problems gibt sich nun kund, wenn man die Koeffizienten a, b, c, a' usw. der Transformationsgleichungen 5) bestimmen will. Der einfachste Fall ist der, wenn R_1, G_1 und B_1 monochromatische Spektraleinheiten von bekannten Wellenlängen sind und die Mischkurven für drei andere monochromatische Einheiten für das ganze Spektrum bekannt sind, d. h. wenn die Gleichungen 5) für das ganze Spektrum aufgestellt sind. Im allgemeinen werden aber in diesem Fall die Mengenverhältnisse nicht von vornherein so sein, daß Mischung zu gleichen Teilen Weiß liefert. Vielmehr sind die Transformationsgleichungen 5) in der etwas abgeänderten Form zu schreiben:

$$\begin{aligned} R_1 &= x (e R_2 + e' G_2 + e'' B_2) \\ G_1 &= y (f R_2 + f' G_2 + f'' B_2) \\ B_1 &= z (g R_2 + g' G_2 + g'' B_2) . \end{aligned} \qquad 8)$$

Hier bedeuten e, f, g usw. die aus den bekannten Mischkurven erhaltenen Werte, während x, y und z noch unbekannte Faktoren sind, die sich erst aus der Bedingung 4) berechnen. Diese Bedingung stellt sich nämlich dar in der Form

$$\begin{aligned} x e + y f + z g &= 1 \\ x e' + y f' + z g' &= 1 \\ x e'' + y f'' + z g'' &= 1 . \end{aligned}$$

Diese Gleichungen lassen sich nach x, y und z auflösen. Der weitere Gang der Rechnung ergibt sich dann von selbst.

Anders aber, wenn der noch verhältnismäßig einfache Fall nicht vorliegt, wenn also die Mischkurven unbekannt sind, oder wenn R_1, G_1 und B_1 von Farbfiltern erzeugt worden sind. Den hierbei auftretenden Schwierigkeiten könnte aus dem Wege gegangen werden durch experimentelle Versuche, die aber wegen ihrer photometrischen Eigenschaften so kompliziert und zeitraubend sind, daß ihre Ausführung nicht lohnend zu sein scheint. Jedoch ist es möglich, mittels eines Kunstgriffes alle Hindernisse in einfachster Weise aus dem Wege zu räumen. Verf. hat das Verdienst, hierauf als erster aufmerksam gemacht zu haben. Die Vereinfachung besteht in folgendem: anstatt von den Gleichungen 8) auszugehen, welche die alten Grundeinheiten durch die neuen ausdrücken, gehe man umgekehrt von Gleichungen aus, welche die neuen Farbqualitäten durch die alten ausdrücken. Also

$$\begin{aligned} \lambda R &= l R + l' G + l'' B \\ \mu G &= m R + m' G + m'' B \\ \nu B &= n R + n' G + n'' B , \end{aligned} \qquad 9)$$

wo λ, μ, ν unbekannte numerische Faktoren sind, die nur den Zweck zu erfüllen haben, daß nach

wie vor die Gleichung 4) erfüllt ist. Das Gleichungssystem 9) wird nun nach R_1, G_1 und B_1 aufgelöst. Unter Berücksichtigung von Gleichung 4) erhält man dann

$$R_1 = \frac{p}{p-q+r} R_2 + \frac{p'}{p'-q'+r'} G_2 + \frac{p''}{p''-q''+r''} B_2$$
$$G_1 = \frac{q}{p-q+r} R_2 + \frac{q'}{p'-q'+r'} G_2 + \frac{q''}{p''-q''+r''} B_2$$
$$B_1 = \frac{r}{p-q+r} R_2 + \frac{r'}{p'-q'+r'} G_2 + \frac{r''}{p''-q''+r''} B_2 .$$

Die Zahlen p, q, r; p', q', r'; p'', q'', r'' haben folgende Werte: $(m'n'' - n'm'')$, $(mn'' - nm'')$, $(mn' - nm')$; $(l'n'' - n'l'')$, $(ln'' - nl'')$, $(ln' - nl')$; $(l'm'' - m'l'')$, $(lm'' - ml')$, $(lm' - ml')$. Man braucht also nur die Koeffizienten l, m, n, usw. zu kennen und erhält dann das neue System von drei Grundeinheiten in einfachster Weise. Am Schlusse der ersten Abhandlung führt dann Verf. ein praktisches Beispiel vor.

Die geometrische Lösung des Problems der Farbenmischung ist möglich auf Grund der bisherigen Erfahrungen auf algebraischem Gebiet. Die Koeffizienten α, α', α'' der Gleichung 1) bezeichnen in bezug auf ihr gegenseitiges Größenverhältnis die Farbqualität, die Summe der Koeffizienten bezeichnet die Leuchtkraft der Farbe C. Hat diese Summe den Betrag Eins, so legt Verf. der Farbe C die „trichromatische Einheit" zu (T.-Einheit). Hiervon zu unterscheiden ist die Einheit der Leuchtkraft". Wenn nun zwei Farben

$$C_1 = \alpha R + \alpha' G + \alpha'' B$$
$$C_2 = \beta R + \beta' G + \beta'' B$$

so gemischt werden, daß m T.-Einheiten von C_1 mit n T.-Einheiten von C_2 zusammen p T.-Einheiten der Mischfarbe C_3 liefern, so ist eine T.-Einheit von C_3 gegeben durch

$$C_3 = \frac{m\alpha + n\beta}{m+n} R + \frac{m\alpha' + n\beta'}{m+n} G + \frac{m\alpha'' + n\beta''}{m+n} B. \qquad 10)$$

Diese Mischung ist auch graphisch möglich. Bekannt sind die Methoden am Farbendreieck, an der Farbenpyramide und anderem. Der Aufbau der in der vorliegenden Arbeit behandelten Theorie führt den Verf. auf eine ganz andersartige Darstellung. Da hier immer nur mit Einheiten der Farben gerechnet wird, für welche also die Summe der trichromatischen Koeffizienten gleich Eins ist, so wird die Zahl der unabhängigen Variabeln von drei auf zwei herabgesetzt, und eine Farbe ist schon durch irgend zwei der Koeffizienten in ihrer Einheitsgleichung vollkommen bestimmt. Deshalb braucht auch die graphische Methode nur ein System mit zwei unabhängigen Variabeln, also ein gewöhnliches rechtwinkliges ebenes Koordinatensystem. Welche Einheiten man den Achsen erteilt, bleibt sich gleichgültig. Verf. nimmt die R- und G-Koeffizienten als Koordinaten. Die Lage der dritten Grundeinheit B fällt dann in den Ursprung des rechtwinkligen Systems, was unmittelbar klar ist, wenn man in Gleichung 1) $C = B$ setzt. Jeder Farbe C in T.-Einheiten kommt dann ein ganz bestimmter Punkt der Koordinatenebene zu, und zwar nicht nur im ersten Quadranten, sondern in jedem Quadranten entsprechen die Punkte bestimmten Farben, weil auch negative Koeffizienten zulässig sind, wovon, wie schon erwähnt wurde, der Sättigungsgrad abhängt. Alle Farben, die durch Mischung zweier Farben C_1 und C_2 entstehen, werden durch Punkte veranschaulicht, die auf der geradlinigen Verbindungsstrecke der Punkte C_1 und C_2 liegen; die genaue Lage auf dieser Strecke wird durch das Mischungsverhältnis festgelegt. Entsprechend löst sich die Aufgabe, zu ermitteln, aus welchen beiden Farben eine gegebene Farbe zusammengesetzt gedacht werden kann. Wenn die beiden Farben C_1 und C_2 im Verhältnis $m:n$ gemischt werden, so beträgt die relative Leuchtkraft, unter welcher sie in der Mischung vorhanden sind,

$$\frac{m}{n} \times \frac{L_{C_1}}{L_{C_2}},$$

wo L_{C_1} und L_{C_2} Größen sind, die den Leuchtkräften einer T.-Einheit von C_1 und C_2 proportional sind. Sind die Leuchtkräfte L_R, L_G und L_B der Grundeinheiten R, G und B, von denen gleiche

Mengen Weiß ergeben, bekannt, so beträgt die Leuchtkraft der durch Gleichung 1) definierten Farbe C

$$L_C = \alpha L_R + \alpha' L_G + \alpha'' L_B .$$

Durch sukzessive Anwendung der Mischmethode für zwei Farben lassen sich gleichermaßen drei und mehr Farben mischen. Die aus drei Farben zusammengesetzte Mischfarbe liegt stets innerhalb desjenigen Dreiecks, dessen Ecken die gegebenen Farben charakterisieren. Im allgemeinen Falle von beliebig vielen einzelnen Farben liegt die Mischfarbe aus allen innerhalb des kleinsten Polygons, welches von den sämtlichen Komponenten gebildet wird. Umgekehrt kann jede beliebige Farbe innerhalb dieses Polygons durch Mischen aus den anderen Farben in bestimmtem Mischungsverhältnis als hervorgehend betrachtet werden. Sind deren mehr als drei vorhanden, so kann das in beliebig vielen Ausführungen geschehen, da immer nur drei Farben benötigt werden.

Die graphischen Methoden sind ferner anwendbar auf Transformationen der Daten eines Systems dreifarbiger Grundeinheiten auf ein anderes System solcher, wie das bereits auf algebraischem Wege gezeigt wurde. Die Grundlage bilden die Transformationsgleichungen 5) mit der Eigenschaft

$$a + a' + a'' = b + b' + b'' = c + c' + c'' = 1 .$$

Die Einheiten von R_2, G_2 und B_2 sind dabei nicht die Einheiten, in denen sie in ihrem eigenen System gemessen werden, sondern die Einheiten, mit denen sie im ersten System gemessen werden. Um die T_1-Einheiten in T_2-Einheiten zu transformieren, müssen die Faktoren p, q, r gefunden werden, welche die Grundeinheiten des zweiten Systems zu Weiß zusammensetzen nach der Gleichung

$$W = p R_2 + q G_2 + r B_2 \text{ in } T_1\text{-Einheiten.}$$

Andererseits ist aber

$$W = 0{,}\bar{3}\, R + 0{,}\bar{3}\, G + 0{,}\bar{3}\, B \text{ in } T_2\text{-Einheiten.}$$

Das Transformationssystem der T.-Einheiten lautet daher:

$3p$ T_1-Einheiten von $R_2 = 1$ T_2-Einheit von R_2
$3q$ „ „ „ $G_2 = 1$ „ „ „ G_2
$3r$ „ „ „ $B_2 = 1$ „ „ „ B_2 .

Die Bestimmung der Koeffizienten a, b, c, a' usw. der Transformationsgleichung 5) ist graphisch möglich, indem man nach der schon beschriebenen graphischen Mischungsmethode R_1, G_1, B_1 aus R_2, G_2, B_2 zusammensetzt. Doch dürfte hier das algebraische Verfahren vorzuziehen sein.

Von besonderer Wichtigkeit ist noch die Transformation zwischen einem trichromatischen und einem monochromatischen System. Letzteres ist auf der Tatsache aufgebaut, daß irgendeine Farbe — mit Ausnahme der Purpurfarben — durch Mischung von Spektrallicht mit weißem Licht hervorgebracht werden kann. Zu diesem Zweck muß man die Lage der Spektralfarben in dem graphischen Farbensystem kennen. Grundlegende Untersuchungen sind von verschiedenen Forschern angestellt worden, die sich alle auf das Farbendreieck beziehen. Verf. rechnet diese Daten um auf seine Farbenkarte. Er stellt eine Tabelle zusammen, die für zahlreiche Wellenlängen in Abständen von $2\,\mu\mu$ die trichromatischen Koeffizienten angibt.

Der Aufbau dieser neuartigen Farbentheorie gestattet es, praktische Aufgaben schnell, einfach und genau zu lösen. Beispiele hierfür enthält die Originalabhandlung in großer Zahl.

Flügge.

Beobachtung der Interferenzfiguren im konvergenten Licht durch das Mikroskop.

Von C. Leiß. *Centralbl. f. Min. S. 25. Abt. A. 1925.*

Die Beobachtung der Interferenzfiguren im konvergenten Licht kann beim Mikroskop auf zweierlei Weise geschehen. Entweder wird nach Lasaulx das Okular herausgenommen und die Interferenzfigur direkt beobachtet, oder nach Amici-Bertrand wird eine Linse eingeschaltet, die mit dem Okular zusammen als Mikroskop wirkt und die Interferenzfigur vergrößert. Die verbesserte Lasaulxsche Methode nach Wright vermeidet das Herausziehen des Okulars dadurch, daß unter dem Okular am Tubus ein doppelt-total-reflektierendes Prisma angebracht wird, durch welches man

am Okular vorbeiblickend das direkte Inferenzbild betrachten kann. Verf. vereinigt beide Methoden durch Konstruktion eines Schiebers, der an allen Mikroskopen angebracht werden kann und der ein Wrightsches Prisma, eine Amici-Bertrand-Linse und eine freie Öffnung für die Bildbeobachtung trägt. Durch Einstellung des Schiebers können die Methoden schnell gewechselt werden.

Flügge.

Die Koeffizienten der chromatischen Erregungsstärke nach der Methode der kleinsten Quadrate.

Von Deane C. Judd. *Journ. of Opt. Soc. of Am.* **10.** *S. 635. 1925.*

Sind R_λ, G_λ, B_λ die Erregungsstärken der Grundempfindungen Rot, Grün und Blau der Helmholtz-Youngschen Farbentheorie, so müssen drei Koefizienten K_R, K_G und K_B existieren derart, daß $K_R\ R_\lambda + K_G\ G_\lambda + K_B\ B_\lambda = J_\lambda$ ist, worin J_λ die Empfindlichkeit des Auges für die Wellenlänge λ bedeutet. Werden die drei Koeffizienten K_R, K_G und K_B unter Zugrundelegung dreier Wellenlängen λ_1, λ_2 und λ_3 berechnet, so müssen die sich ergebenden Werte unabhänig von der speziellen Wahl von λ_1, λ_2 und λ_3 sein. Dies ist in Wahrheit nicht genau der Fall; in der Arbeit werden nun die Werte $K_{R,\ G,\ B}$ ermittelt, für die $\Sigma(J_{\lambda\,\text{gem.}} - J_{\lambda\,\text{ber.}})^2$ ein Minimum wird.

Hierbei werden für R_λ G_λ, B_λ die modifizierten Werte von König, für J_λ die Standardwerte der I. E. S. zugrunde gelegt.

Mit Hilfe dieser Werte berechnete Helligkeiten sind in genügender Übereinstimmung mit den Helligkeiten, die direkt aus der Empfindlickeitskurve berechnet worden sind. *Dz.*

Heterochromatische Photometrie.

Von Ch. Fahry. *Journ. Opt. Soc. of Am.* **10.** *S. 521. 1925.*

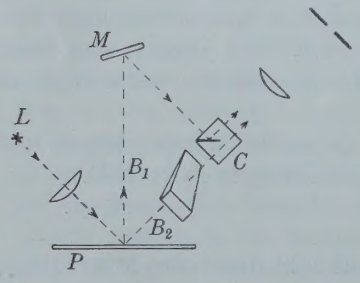
Als Vorsitzender eines von der International Illumination Commission ernannten Komitees erstattet der Verfasser das vorliegende ausführliche und kritisch durchgearbeitete Referat über das Gesamtgebiet der heterochromatischen Photometrie.

Bei Durchsicht des Referats erscheint es so, daß für die Praxis nur die drei Methoden der Photometrie mit dem Flimmerphotometer, mit dem Gleichheits- (bzw. Kontrastphotometer) unter Einschaltung von Farbgläsern zur Erzielung von Gleichfarbigkeit und die Priestsche Methode der Rotationsdispersion in Frage kommen, während die übrigen Methoden (Zweifarbenmethode von Macé de Lepinay u. a.) in die Praxis kaum Eingang finden dürften. *Dz.*

Ein tragbarer Glanzmesser.

Von G. A. Shook. *Journ. Opt. Soc. Am.* **9.** *S. 61. 1924.*

Beistehende Figur zeigt schematisch die Konstruktion des Apparates. Die zu untersuchende Oberfläche P (etwa ein photographisches Papier) wird durch ein paralleles, von der Lampe L ausgehendes Strahlenbündel unter einem Winkel von 45° beleuchtet. Der Apparat mißt mit Hilfe des Photometerwürfels C das Verhältnis der unter einem Winkel von 45° spiegelnd reflektierten Intensität B_2 zur Intensität B_1 des senkrecht zur Oberfläche P diffus reflektierten Lichts, das nach Reflexion am Silberspiegel M in den Photometerwürfel eintritt.



In den Strahlengang von B_2 ist zur Einstellung auf Gleichheit ein verschiebbarer farbloser Rauchglaskeil eingeschaltet; der Glanz ist definiert durch die Größe $\frac{B_2}{B_1} - 1$. *Dz.*

Ein Wattmeter für kleine Wechselstromleistungen.

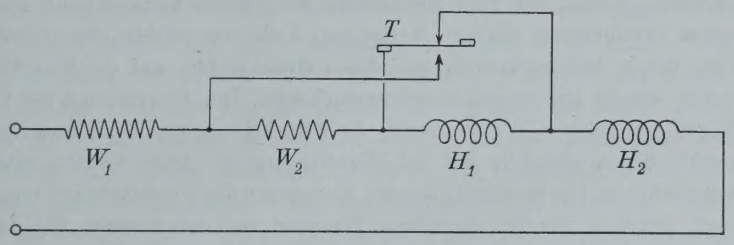
Von B. G. Churcher. *Journ. of Scient. Instr.* **2.** *S. 241. 1925.*

Bei der Messung sehr kleiner Wechselstromleistungen geben die üblichen Wattmeter bei hoher Frequenz oder schlechtem Leistungsfaktor keine sehr große Genauigkeit mehr, weil der Leistungsverbrauch der Instrumente dann relativ hoch ist und nur näherungsweise berechnet werden

kann und weil infolge der Induktivität der Stromspulen eine Verzerrung der Wellenform eintritt. Auch die indirekte Methode, bei der mit Hilfe einer Brückenschaltung Induktivität und Leistungsfaktor gemessen und der Leistungsverlust berechnet wird, versagt dann, wenn die Induktivität mit dem Strome veränderlich ist, wie bei eisengeschlossenen Kreisen, da der Brückenstrom meist kleiner als der Betriebsstrom gewählt werden muß und da in der Brücke infolge der Verzerrung der Wellenform durch die zu messende Induktivität Oberschwingungen entstehen, die das Meßergebnis fälschen.

Das im vorliegenden Aufsatze beschriebene Wattmeter vermeidet praktisch eine Verzerrung der Wellenform und gestattet eine genaue Bestimmung des eigenen Leistungsverbrauchs. Wie durch Versuche nachgewiesen wird, beträgt die Genauigkeit etwa 1 ‰ für Frequenzen bis 1500 Per/s. und für einen Leistungsfaktor bis unter 0,1.

Das Instrument ist als Spiegelgalvanometer gebaut und hat eine gute Dämpfung. Die festen Stromspulen sind in 8 gleiche Wicklungen unterteilt, deren jede für 2 A bemessen ist und die so verbunden werden können, daß die Meßbereiche 2, 4, 8 und 16 A entstehen. Durch geeignete Schaltung ist es ereicht, daß Widerstand, Induktivität und magnetische Wirkung jeder Wicklung gleiche Größe haben; es genügt daher ein Meßbereich zu eichen. Die Zuleitungen sind bifilar herausgeführt, sodaß die Induktivität der Spulen dadurch nicht vergrößert wird; sie beträgt 5,9 μH für eine Wicklung. Die Spannungsspule hat einen Widerstand von etwa 60 Ω und eine Induktivität von 204 μH; durch Vorschalten induktionsfreier Widerstände erhält man ein Meßbereich bis zu mehreren 100 V. Bei günstigen Leistungsfaktor- und Frequenzverhältnissen kann man ohne Vorwiderstand arbeiten, und es ist dann möglich, noch 0,0001 W mit dem Instrument nachzuweisen. Zur genauen Bestimmung der Spannungskorrektur wird eine von Mather angegebene Methode benutzt: In den Spannungskreis ist eine Hilfsspule eingeschaltet von genau gleicher Bauart wie die Spannungsspule des Instruments, sowie ein induktionsfreier Kompensationswiderstand von der Größe des Ohmschen Widerstands der Hilfsspule. Gewöhnlich ist die Hilfsspule durch einen Taster kurzgeschlossen; drückt man den Taster nieder, so wird, wie aus der Figur zu ersehen ist, anstelle der Spule der Kompensationswiderstand kurz geschlossen und es ergibt sich eine Änderung des Wattmeterausschlags, die gleich der Spannungskorrektur infolge der Selbstinduktion der Spannungsspule sein muß, da ja der Ohmsche Widerstand des Kreises unverändert geblieben ist.



W_1 = Vorwiderstand, W_2 = Kompensationswiderstand, H_1 = Hilfsspule, H_2 = Spannungsspule.

Die Eichung des Wattmeters erfolgt mit Gleichstrom in einer Kompensationsschaltung mit Hilfe eines Normalelements und eines empfindlichen Spiegelgalvanometers als Nullinstrument. Die mitgeteilten Eichungsergebnisse lassen die befriedigende Übereinstimmung der verschiedenen Meßbereiche, sowie die geringe Einwirkung von Frequenz und Leistungsfaktor auf das Meßergebnis erkennen. Über den Zeitraum einer Woche wurde eine Abweichung der Eichung um $\pm$ 0,3 v. H. festgestellt.

Zur Spannungsmessung wird ein Thermokreuz in Verbindung mit einem 10 Ω-Spiegelgalvanometer benutzt. Der Widerstand beträgt 500 Ω pro Volt, das Meßbereich läßt sich zwischen 0,07 und 72 V. variieren. Die Meßgenauigkeit beträgt auch bei diesem Instrument 1 ‰, die Konstanz der Eichung während eine Woche $\pm$ 0,2 ‰. *Lh.*

Bücherbesprechungen.

J. Frank und **M. Meyerhof,** Ein Astrolab aus dem indischen Mogulreiche. 6 Fig. Heidelberg 1925. C. Winter. 48 S.

Als 3. Heft der Heidelberger Akten der v. Portheim-Stiftung erschien vor kurzem J. Frank und M. Meyerhof, Ein Astrolab aus dem indischen Mogulreiche. Anschließend an eine biblio-

graphische Einleitung mit Aufzählung der wichtigsten Literatur aus verschiedenen Zeiten und in verschiedenen Sprachen wird zunächst eine allgemeine Beschreibung des Astrolabs und seiner einzelnen Bestandteile gegeben. Das Astrolab, ein astronomisches Instrument, von dem schon Ptolemäus eine Theorie gegeben hat, das aber sicher noch älter wie er ist, besteht in der Hauptsache aus einer ruhenden und einer beweglichen Scheibe, meist aus Metall, die beide die stereographische Projektion von Kreisen und Punkten auf dem Himmelsgewölbe tragen. Durch diese Projektion sollte offenbar ermöglicht werden, für die Himmelskugel und die Armillarsphäre ein handlicheres Instrument zu erhalten, das leicht transportabel war und mit guter Genauigkeit dasselbe leistete wie die beiden genannten Instrumente. Auf der ruhenden Scheibe des Astrolabs sind vom Südpol aus auf die Ebene des Himmelsäquators das sphärische Koordinatensystem für den Horizont eines Beobachtungsortes projiziert, also Horizont, seine Parallelkreise, die dazu senkrechten Kreise, ferner noch der Himmelsäquator und die beiden Wendekreise. Die Projektion des Steinbockkreises bildet die Begrenzungslinie der Scheibe für das „nördliche" Astrolab. Die Projektionen der zum Äquator parallelen Kreise sind zum Mittelpunkt der Scheibe konzentrische Kreise, die des Horizontes und seiner Parallelkreise dagegen Kreise und Teile von solchen, deren Radien mit steigender Horizonthöhe immer kleiner werden, und deren Mittelpunkte, auf der Projektion des Meridians, einer Geraden, liegend immer näher zusammenrücken. Die Projektionen der Vertikalkreise sind Kreise oder Bögen von solchen, die alle durch die Projektionen von Zenit und Nadir gehen. Diese Projektionspunkte liegen ebenfalls auf der Meridiangeraden. Diese Scheibe zeigt auch meistens Kreisbögen unterhalb der Horizontlinie, die die Linien für die gleichförmigen und ungleichförmigen, besser gesagt, örtlichen Stunden darstellen. Während von den ersteren Stunden jede 15° umfaßt, ist eine der letzteren der 12. Teil des Tag- bzw. des Nachtbogens der Sonne an dem betreffenden Ort. Die bewegliche Scheibe trägt die stereographische Projektion des gestirnten Himmels von gleichem Pol und auf die gleiche Ebene wie bei der ruhenden Scheibe. Natürlich kommen für die Projektion nur die wichtigsten Sternbilder in Betracht, vornehmlich solche, die gleichmäßig über den Nachthimmel im Laufe des Jahres verteilt sind. Während die Zahl und die Auswahl der Fixsterne von Instrument zu Instrument schon wegen ihrer Größe wechseln — es gab Instrumente von 30 mm bis ca. 30 cm —, tragen alle die Projektion der Ekliptik, deren Einteilung in die 12 Tierkreiszeichen und ihrer Teile in stereographischer Projektion übertragen ist. Ist auf dem Astrolab jedes Tierkreiszeichen in 30 Teile unterteilt, so spricht man von einem „eingradigen" Astrolab. Die ruhende Scheibe trägt dann auch die Projektionen der Parallel- und Vertikalkreise von Grad zu Grad. Beim zweigradigen ist nur jeder zweite Kreis projiziert usw. Um die Drehung des Himmelsgewölbes über das gedachte Koordinatensystem zu verifizieren, dreht sich die Scheibe mit dem gestirnten Himmel auf der mit dem Horizontkoordinatensystem um eine auf ihr senkrecht stehenden Achse, die also die Projektion der Weltachse ist. Um aber die Lage eines der aufgezeichneten Sterne zum Horizontkoordinatensystem in jedem Augenblick ablesen zu können, ist die bewegliche Scheibe nicht massiv, sondern durchbrochen gearbeitet, so daß man die Projektionen des Horizontsystems durch die bewegliche Platte hindurch verfolgen kann. Diese Platte heißt Spinne oder Netz, die andere schlechthin Scheibe. Durch die Drehung der Spinne kann also der Umschwung der Himmelskugel nachgebildet werden. Um aber auch die Größe der einzelnen Drehung messen zu können, ist außerhalb des Begrenzungskreises der festen Scheibe ein zum Äquator konzentrischer Kreis in 360 Grad geteilt. Über diese Teilung spielt ein an der Spinne befestigter Zeiger, der aus Zweckmäßigkeitsgründen am Anfang des Steinbocks sitzt. Die Verbindung seiner Spitze mit dem Mittelpunkt der Scheibe ist die Projektion eines Deklinationskreises. Die feste Scheibe gibt die Projektion des Horizontkoordinatensystems nur für einen bestimmten Ort wieder, kann also streng genommen nur an einem einzigen Ort benutzt werden. Um nun das Instrument vielseitiger zu gestalten, konstruierte man für mehrere Orte solche Scheiben. Die Spinne konnte natürlich für alle Orte gleich verwendet werden. Die in der Mitte durchbohrten Scheiben werden über eine Achse geschoben, die in der Mitte eines schachtelförmigen runden Gehäuses festgemacht ist. Im Innern desselben werden die Scheiben durch eine Art Anschlag festgehalten. Die zu benutzende Scheibe liegt zu oberst, darauf die Spinne. Die Gradeinteilung auf den einzelnen Scheiben kann nun entbehrt werden, da der in Grad eingeteilte Rand des Gehäuses diese Aufgaben für alle Scheiben

übernimmt. Die Benutzung des Instrumentes setzte die Kenntnis der augenblicklichen Höhe der Sonne bzw. eines der auf der Spinne aufgezeichneten Fixsterne voraus. Zu deren Ermittlung ist nicht ein weiteres Instrument nötig, da die Rückseite des genannten Gehäuses entsprechend ausgestaltet ist. Sie trägt eine Kreisteilung, über die eine Alhidade mit der nötigen Visiervorrichtung spielt. Die einfache Aufhängevorrichtung ist so sinnreich konstruiert, daß sich die Rückseite des Gehäuses aufgehängt z. B. am Finger genau in einem Vertikalkreis einstellt. Die Rückseite ist noch mit einer mehr oder minder großen Zahl von Linien und Inschriften versehen für die verschiedensten Zwecke. Viele Astrolabien sind außer mit den Scheiben für bestimmte Gegenden und bekannte Orte auch noch mit Spezialscheiben ausgerüstet, die vor allem astrologischen Zwecken dienen. Es sei noch erwähnt, daß die vorkommenden Fachausdrücke in der arabischen, griechischen und lateinischen Sprache angegeben sind.

Im 3. Teil beschäftigt sich der in Kairo lebende deutsche Gelehrte M. Meyerhof speziell mit dem im Titel genannten Instrument. Es ist verhältnismäßig jungen Datums. Es wurde 1609 zu Lâhôr, der Hauptstadt des 4. Mogulkaisers aus dem Hause der Timuriden, Dschehângîr (1605 bis 1627) konstruiert von den beiden Söhnen des ʿÎsâ b. Allâhdâd, die, nach einem anderen von ihnen gefertigten Astrolab zu schließen, die Namen Mullâ Qâsim Muḥ und Muḥ Muqîm trugen. Sie entstammen einer Familie, die als Verfertiger von Astrolabien einen großen Ruf besaß. Unser Instrument ist ein Jugendwerk der beiden, woraus es sich auch erklärt, daß die Genauigkeit und Durchführung der einzelnen Linien zu wünschen übrig läßt. Doch ist das Instrument schon insofern nicht ohne Bedeutung, als es das einzige Astrolab aus dem Mogulreiche in deutschem Besitz sein dürfte. Die Spinne trägt die Namen von 21 auf sie projizierten Fixsternen neben der Bezeichnung der 12 Tierkreiszeichen in arabischer Sprache. Außerdem finden sich in arabischer bzw. persischer Sprache über das Gehäuse verteilt die Namen von 65 Orten der westislamischen Welt, des indischen Mogulreiches aus der Zeit des Dschehângîrs und seines großen Vaters Akbar (1556—1605), des afghanischen und persischen Reiches. Fast für jede Stadt ist ihre Länge und Breite angegeben, die natürlich mit den heutigen geographischen Größen nicht mehr übereinstimmen. Die verschiedenen Formen der Schrift dieser Namen läßt darauf schließen, daß sie nicht von den Verfertigern, sondern wohl von späteren Besitzern herrühren.

Im 4. Teil der Schrift wird die Verwendung des Astrolabs kurz besprochen. Das Instrument dürfte vornehmlich zur Zeitbestimmung bei Tag und besonders bei Nacht, wo die Sonnenuhr nicht zu gebrauchen war, benutzt worden sein. Für die astrologischen Bestimmungen war ferner das Astrolab ein wichtiges Hilfsmittel. Vielseitig war auch seine Verwendung für geodätische Probleme und für die Ermittlung trigonometrischer Größen auf mechanische Art, wozu besondere Linien auf der Rückseite des Astrolabs dienten. Ebenso vielseitig war sein Gebrauch zur mechanischen Lösung astronomischer Bestimmungsgrößen. Als rein astronomisches Meßinstrument dürfte es schon um dessentwillen weniger Verwendung gefunden haben, da seine geringe Größe eine Teilung in Bruchteile von Graden nicht gestattete. Für die weite Verbreitung des Astrolabs spricht, daß fast alle Völker des Abendlandes das Instrument kannten und es noch bis in die Neuzeit im Gebrauch war. Für das Interesse der damaligen Gelehrten zeugen die vielen handschriftlichen und gedruckten Abhandlungen aller Sprachen der alten Welt.

Zum Schluß sei noch auf die hervorragend guten Abbildungen der Schrift hingewiesen, die von der Leistungsfähigkeit der Verlagsfirma ein beredtes Zeugnis ablegen. *Fr.*

Dr.-Ing. Fritz Cramer, Elektrische Meßkunde. Mit 146 Abbildungen im Text und einer Bilderbeilage mit 70 Darstellungen von Instrumenten und Apparaten. Bibl. d. g. Techn. 307. Leipzig 1924, Dr. Max Jänecke.

Das Buch ist hauptsächlich als Lehrbuch für die Besucher Technischer Hoch- und Mittelschulen gedacht. Die Kenntnis der allgemeinen Vorgänge elektrischer und elektromagnetischer Art sowie der grundlegenden Beziehungen zwischen den elektrischen und magnetischen Größen wird vorausgesetzt.

Ein besonderer Vorzug des Buches liegt in seiner außerordentlich zweckmäßigen und übersichtlichen Einteilung. Der erste Abschnitt bringt die Meßinstrumente und Apparate für die Messung

elektrischer Größen. Die Darstellung der einzelnen Instrumenttypen ist durch fettgedruckte Stichworte gegliedert, z. B. „Prinzip — Ausführung — Verwendung — Eigenschaften — Skalenteilung — Eigenverbrauch“ usw., wodurch die Übersichtlichkeit außerordentlich erhöht wird. Das Buch wird dadurch auch für den praktischen Ingenieur als Nachschlagebuch, z. B. zur raschen Orientierung über die Vorzüge und Nachteile eines Instruments für einen gegebenen Zweck wertvoll. Weshalb diese Darstellungsform allein bei den Phasenmessern verlassen wurde, ist nicht einzusehen. Der Abschnitt über die neuerdings mehr und mehr gebrauchten Vibrationsgalvanometer und Oszillographen hätte ausführlicher sein können, insbesondere kommen die grundsätzlichen Unterschiede zwischen beiden Apparategruppen für den Lernenden nicht deutlich genug zum Ausdruck. Auch die Hochspannungsmeßgeräte hätten eine etwas breitere Beschreibung verdient.

Der zweite Abschnitt bringt die Meßverfahren und Meßschaltungen zur Messung elektrischer Größen. Auch hier ist die Darstellung klar und leicht verständlich. Beanstandungen sind, abgesehen von wenigen Stellen, kaum zu machen. Man vermißt die praktisch wichtigen Verlustbestimmungen an dielektrischen Materialien. Brückenmessungen mit Induktorium als Stromquelle sind bei den heute üblichen Anforderungen an die Meßgenauigkeit wohl nur als Notbehelf zu betrachten, da man in kleinen mehrpoligen Maschinen und besonders in den Röhrengeneratoren heute wesentlich besser geeignete Stromquellen besitzt, von denen letztere noch den Vorzug der Frequenzregulierung in sehr weiten Grenzen haben. Grundsätzlich sollte überhaupt für Lehrzwecke von der nur historisch bedingten Unterscheidung zwischen Hoch- und Niederfrequenz abgegangen werden, wie es in dem vorliegenden Buche auch z. T. schon geschieht. Wohl aber könnten Hochfrequenzapparate und -meßverfahren in einer „elektrischen Meßkunde“ eine etwas stärkere Berücksichtigung finden.

Ein dritter Abschnitt endlich behandelt die Meßverfahren und Apparate zur Bestimmung magnetischer Zustände und Größen. Hier ist mehrfach eine Verwechslung von Rotationsparaboloid und Rotationsellipsoid unterlaufen, was sich jedoch in einer späteren Auflage leicht beseitigen ließe.

Die insgesamt auf 241 Seiten zusammengedrängte Darstellung beschränkt sich auf das Wesentliche. Apparate und Verfahren von vorwiegend theoretischem oder physikalischem Interesse sind nur gestreift. Sehr zu begrüßen sind die zahlreichen Literaturhinweise, die eine rasche speziellere Orientierung über einen jeweils interessierenden Gegenstand ermöglichen. Dem Buche ist weite Verbreitung zu wünschen. *Zickner.*

Zuschrift.

Zu: „Ein Monochromator für den Anfang des Ultrarotes, das sichtbare Gebiet und das Ultraviolett.“

In *dieser Zeitchr.* **45.** *S. 552. 1925* ist über einen in der *Revue d'Optique* **4.** *S. 65. 1925* von G. Athanasiu beschriebenen Apparat referiert, der absolut nichts Neues enthält, wie bereits der Herr Referent hervorhebt. Es scheint sich vielmehr um eine Nachbildung eines Monochromators zu handeln, den ich s. Zt. in der *Zeitschr. f. Physik* **10.** *S. 399. 1922* — also vor über drei Jahren — beschrieben habe, zu handeln. Der Apparat von Athanasiu zeigt insofern einige Verschlechterungen gegenüber meinem Apparat, als 1. nicht die Prismen wie bei mir bewegt werden, sondern das Austrittsrohr und, daß 2. die Fokusierung für die verschiedenen Gebiete nicht wie bei mir durch Verschieben der Objektive, sondern durch Verschieben der Spalte bewirkt wird. Auch auf diesen letzteren Mangel hat der Herr Referent bereits hingewiesen. — Statt der Prismen das Austrittsrohr bei einem Monochromator zu bewegen oder zu drehen, ist jedenfalls ein sehr unangenehmer Nachteil, denn man muß ja dann, wenn man von einer Farbe zur anderen übergehen will, jedesmal auch den Untersuchungsapparat nachrücken. Und das ist doch praktisch fast unmöglich. Ein brauchbarer Monochromator muß eben als ein festarmiger Spektralapparat konstruiert sein.

Dr. Carl Leiss, Berlin-Steglitz.

Nachdruck verboten.

Verantwortlich für die Redaktion: Oberregierungsrat Dr. F. Göpel in Charlottenburg. — Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Kuratorium:

Prof. Dr. **E. Kohlschütter** in Potsdam, Vorsitzender, Prof. Dr. **R. Straubel** in Jena,
Prof. Dr. **F. Weidert** in Berlin-Zehlendorf, geschäftsführendes Mitglied.

Schriftleitung: Oberregierungsrat Prof. Dr. **F. Göpel** in Charlottenburg-Berlin.

XLVI. Jahrgang. **Februar 1926.** Zweites Heft.

Der Cölostat des Einsteinturmes in Potsdam.

Von
Dr. **E. v. d. Pahlen** in Potsdam.

Einleitung.

Der von der Firma Carl Zeiss für den Einsteinturm in Potsdam konstruierte Cölostat bietet, sowohl in bezug auf den von ihm beanspruchten Raum, als auch in bezug auf seine Handhabung bei der Beobachtung, so beträchtliche Vorzüge im Vergleiche zu den bis jetzt im Gebrauche gewesenen Systemen, daß eine häufige Verwendung dieses neuen Typus bei zukünftigen Anlagen von Turmteleskopen wohl mit Be-

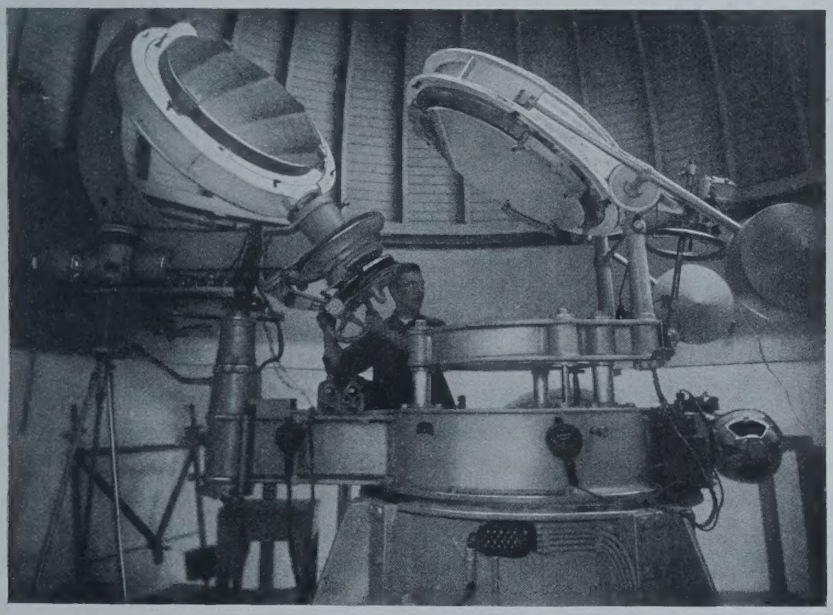


Fig. 1.

stimmtheit zu erwarten ist. Es ist daher vielleicht nicht überflüssig, trotzdem dieser Apparat zunächst nur in einem einzigen Exemplare vorhanden ist, schon jetzt die Grundzüge seiner Theorie, wie sie am Einstein-Institute zum eigenen Gebrauche entwickelt worden sind, mitzuteilen. Da eine genaue Beschreibung des Instrumentes a. a. Orte erscheinen soll[1]), wird es für den hier verfolgten Zweck vollständig genügen, die Grund-

[1]) Die in Vorbereitung befindliche ausführliche Beschreibung der Instrumente des Einsteinturms von Prof. E. Freundlich.

züge der neuen Konstruktion an Hand der beiden Figuren (1 und 2) kurz zu erklären. Der Cölostat besitzt, wie jeder Apparat dieser Art bei Turmteleskopen, zwei große Planspiegel von denen der erste (Hauptspiegel) auf einer geneigten Achse (die parallel zu der Weltachse stehen muß) rotiert und die Strahlen des zu beobachtenden Gestirns in einer in bezug auf die Erde unveränderlichen Richtung reflektiert, während der zweite (Hilfsspiegel) diese Strahlen auffängt und vertikal nach unten in das horizontal liegende Objektiv wirft.

Die Haupteigentümlichkeit des neuen Cölostaten (Fig. 1) besteht nun darin, daß das ganze System der beiden Spiegel um eine vertikale Achse gedreht werden kann, so daß das Azimut des zweiten Spiegels (Hilfsspiegels) in bezug auf den ersten Spiegel (Hauptspiegel) beliebig zwischen den Grenzen $\pm 90^0$ variiert werden kann. Dieses Azimut wird auf einem großen horizontalen Kreise abgelesen, der von 15^0 zu 15^0 geteilt ist. Da bei einer Änderung des Azimutes die Rotationsachse des Hauptspiegels, die während der Beobachtung natürlich parallel zu der Weltachse sein muß, aus dieser Lage herauskommt, ist eine selbständige Drehung des den Hauptspiegel und seine Rotationsachse tragenden Gestells, ebenfalls um eine vertikale Achse vorgesehen, mit deren Hilfe erstere um denselben Winkel zurückgedreht werden kann. Der zur Ablesung dieses Winkels dienende kleinere Horizontalkreis ist gleichfalls von 15^0 zu 15^0 eingeteilt. Wenn also für irgendeine Lage des Apparates (z. B. die Meridianlage, d. h. die Lage, bei der die beiden Spiegelmittelpunkte in der Ebene des Meridians liegen) die Ablesungen beider Horizontalkreise gleich waren (z. B. beide $= 0^0$) und die Drehachse des Hauptspiegels parallel zu der Weltachse justiert war, dann wird sie es auch bei jedem anderen Azimute des Instrumentes sein, wenn nur die Ablesungen an den beiden Horizontalkreisen genau gleich sind (z. B. beide $= 15^0$ oder 30^0 usw.). Durch diese doppelte Drehung wird die sonst übliche, jedoch viel mehr Raum beanspruchende, geradlinige seitliche Verschiebung des Hauptspiegels vermieden, die z. B. beim Turmteleskop von Mount Wilson zur Veränderung des Azimuts der beiden Spiegel dient. Außerdem sind, bei dieser Anordnung, die Grenzen, in denen dieses Azimut variiert werden kann, natürlich viel weiter ($+ 90^0$ bis $- 90^0$), was bei der Beobachtung von Objekten in der Nähe des Meridians, namentlich bei Sternen in höheren südlichen Deklinationen von Vorteil ist. Da der am Hauptspiegel reflektierte, unbewegliche Strahl, je nach der Deklination des zu beobachtenden Objektes und dem gewählten Azimute, verschiedene Neigung zum Horizonte hat, muß, um eine zweite Reflexion in genau vertikaler Richtung und ein vollständiges Auffangen des ganzen vom Hauptspiegel kommenden Strahlenbündels durch den Hilfsspiegel zu ermöglichen, sowohl die Neigung als auch die Höhe dieses letzteren variiert werden können. Zu diesem Zwecke kann der Hilfsspiegel um eine horizontale Achse „gekippt“ werden und das ganze, von drei vertikalen Säulen getragene Gestell, auf dem er steht, innerhalb weiter Grenzen gehoben oder gesenkt werden, so daß der Mittelpunkt des zweiten Spiegels sowohl höher als auch tiefer als der Mittelpunkt des Hauptspiegels (der immer in derselben Höhe bleibt) gestellt werden kann. Die jeweilige Kippung des Hilfsspiegels wird an einem

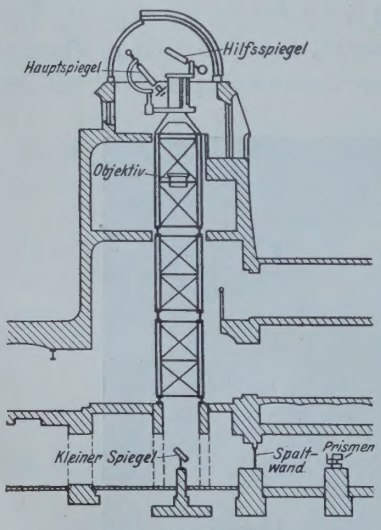


Fig. 2.

kleinen, auf seiner Drehachse angebrachten Vertikalkreise abgelesen, seine Höhe an einer Skala, die auf einer der drei vertikalen Säulen eingeritzt ist.

Die vom Hilfsspiegel nach unten reflektierten Strahlen fallen zunächst auf das unter ihm in horizontaler Lage angebrachte Objektiv, und dann durch die ganze Höhe des Turmes (Fig. 2) in das unterirdische Laboratorium, in dem die großen Spektralapparate aufgestellt sind. Da die Achsen dieser Apparate horizontal verlaufen, müssen die vertikal von oben kommenden Strahlen noch um 90^0 umgebogen werden, was durch einen dritten kleineren, unbeweglichen Spiegel bewirkt wird, der genau unter dem Hilfsspiegel des Cölostaten im Laboratorium steht, und dessen Normale mit der Vertikalrichtung einen Winkel von 45^0 bildet. Dieser Spiegel befindet sich noch innerhalb der Brennweite des Objektivs, so daß das von diesem kommende konvergente Strahlenbündel an ihm noch einen Querschnitt von etwa 25 cm Durchmesser hat, und erst auf der in passender Entfernung von ihm befindlichen Wand des Laboratoriums, die den Spalt der Spektrographen trägt und dieses von dem 14 m langen thermisch isolierten Raume, in dem sich das Gitter und die Prismen mit den ihnen zugehörigen Linsen befinden, trennt, zu einem scharfen Bilde vereinigt wird. Nach der Reflexion an dem dritten (kleinen) Spiegel verlaufen die Lichtstrahlen horizontal, und zwar in der Richtung von Nord nach Süd.

Im folgenden sollen die nötigsten Formeln abgeleitet werden, die es gestatten ein bestimmtes Objekt, welches die Deklination δ und, zu einer gegebenen Zeit, den Stundenwinkel t hat, mit Hilfe der an dem Apparate angebrachten geteilten Kreise und Skalen einzustellen und, ferner, die Orientierung des Bildes auf der Spaltwand (Richtung der Stundenbewegung usw.) bei jeder Lage des Apparates anzugeben.

Schließlich soll auch ein Verfahren angegeben werden, die bei verschiedenen Lagen des Objektes und Apparates auf das Objektiv fallende Lichtmenge abzuschätzen.

§ 1. Einstellung eines Objektes nach Koordinaten.

Die an dem Cölostaten ablesbaren Einstellungen sind die folgenden:

1. Das Azimut A' des Hilfsspiegels in bezug auf den Hauptspiegel. Dieses ist an den beiden Horizontalkreisen, dem großen, der das gesamte Spiegelsystem trägt, und dem kleineren, der die „Weltachse“ mit dem Hauptspiegel trägt, ablesbar. Wenn für die Meridianlage ($A' = 0$) diese beiden Ablesungen gleich sind (z. B. $= 90^0$), so müssen sie bei jeder anderen Einstellung des Apparates gleiche Werte haben.

2. Der Stundenwinkel τ des Hauptspiegels, ablesbar an einem auf der „Weltachse“ sitzenden, zweimal von 0^h bis 24^h eingeteilten Stundenkreise (der Spiegel dreht sich mit der halben Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation).

3. Die Kippung x des Hilfsspiegels, d. h. der Winkel, den die Normale dieses Spiegels mit der Vertikalrichtung bildet, ablesbar an einem kleinen, auf der horizontalen Drehachse dieses Spiegels angebrachten Vertikalkreise.

4. Die Höhe $(H - H_0)$ des Hilfsspiegels über dem Hauptspiegel, ablesbar an einer Skala, an einer der drei Vertikalsäulen, die diesen Spiegel tragen.

Das Azimut A' des Apparates, das wir als positiv betrachten wollen, wenn der am Hauptspiegel reflektierte Strahl westlich vom Meridiane liegt[1]), kann zunächst bei der Beobachtung innerhalb gewisser Grenzen frei gewählt werden. Diese Wahl wird

[1]) Oder, mit andern Worten, wenn sich der Hilfsspiegel auf der Westseite, der Hauptspiegel auf der Ostseite des Apparates befinden.

in der Praxis so getroffen werden müssen, daß die Reflexionswinkel an beiden Spiegeln möglichst kleine Werte haben, ohne daß der Hilfsspiegel den Hauptspiegel beschattet.

Die Aufgabe der Einstellung eines Objektes nach Koordinaten besteht also darin, bei gegebenen δ, t und gewähltem A' die entsprechenden Werte des Stundenwinkels τ des Hauptspiegels, der Kippung x und der Höhe $H - H_0$ des Hilfsspiegels zu berechnen.

Alle diese Größen ergeben sich sofort mühelos, sobald man die Zenitdistanz z' des Durchstoßpunktes an der Himmelssphäre des vom Hauptspiegel reflektierten Strahles (oder, was dasselbe ist, seine Neigung $h' = 90^0 - z'$ zur Horizontalebene) und den Stundenwinkel t' dieses Punktes (der sich im Laufe der Beobachtung nicht ändert, da ja der Strahl im Raume still steht) berechnet hat.

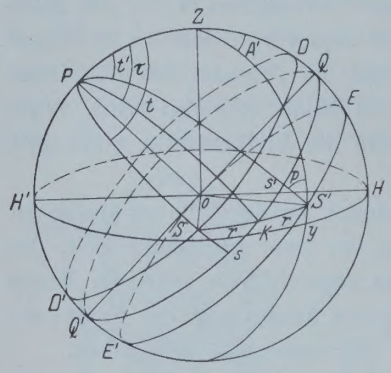


Fig. 3.

Es sei auf der nebenstehenden Figur 3 QQ' der Himmelsäquator, P der Pol, HH' der Horizont und Z der Zenitpunkt des Beobachtungsortes. Die Achse des Hauptspiegels ist parallel zu OP, und der Durchstoßpunkt K der Spiegelnormale mit der Sphäre beschreibt bei der Drehung des Spiegels den Himmelsäquator QQ'. Es sei ferner S das zu beobachtende Gestirn, dessen Deklination $Ss = \delta$ ist, und dessen Stundenwinkel zur gegebenen Zeit gleich $t = SPZ$ sein möge. Der Parallelkreis, den das Gestirn während der täglichen Bewegung beschreibt, sei DD'. Eine elementare Überlegung zeigt, daß der Durchstoßpunkt des am Hauptspiegel reflektierten Strahles, der von S kommt dann immer, bei jeder beliebigen Lage des Hauptspiegels (die durch eine Lage des Punkts K auf dem Äquator bestimmt wird) auf dem zu DD' in bezug auf den Äquator spiegelbildlichen Parallelkreise EE' (welcher der Deklination $-\delta$ entspricht) liegen wird. Da aber dieser Strahl andererseits in der durch die Wahl des Azimuts A' des Cölostaten bestimmten Vertikalebene ZOY liegen muß, ist seine Lage S' durch den Schnittpunkt der beiden Kreise EE' und ZY bestimmt, und der Scheitelpunkt K des Hauptspiegels muß bei der Einstellung des Gestirnes in eine solche Lage auf dem Äquator gebracht werden, daß er auf dem die Punkte S und S' verbindenden größten Kreise liegt (wobei dann auch die beiden Kreisbögen SK und KS', die den Einfalls- und Reflexionswinkel messen) einander gleich sein werden. Die konstanten Stundenwinkel t' und Zenitdistanz z' des Punktes S' (reflektierter Strahl) ergeben sich aus dem sphärischen Dreiecke PZS', dessen Seiten PZ und PS' bzw. sind:

$$PZ = 90^0 - \varphi \qquad PS' = 90^0 + \delta \qquad (\varphi \text{ — die geographische Breite des Ortes})$$

und dessen bei Z liegender Winkel

$$PZS' = 180' - A'$$

ist. Zur Berechnung der beiden gesuchten Elemente: $z' = ZS'$ und $t' = S'PZ$ können die beiden folgenden Formelsysteme dienen, von denen das zweite besonders bequem ist, und in denen λ und μ Hilfswinkel sind, die immer als zwischen 0^0 und 180^0 liegend angenommen werden können:

$$\left.\begin{array}{ll} \text{I.} & \text{II.} \\ \operatorname{tg}\lambda = -\sin\varphi \cdot \operatorname{tg} A' & \operatorname{tg}\mu = -\operatorname{cotg}\varphi \cos A' \\ \sin(\lambda + t') = -\dfrac{\operatorname{tg}\delta}{\operatorname{tg}\varphi} \cdot \sin\lambda & \cos(\mu - z') = -\dfrac{\sin\delta}{\sin\varphi} \cdot \cos\mu \\ \sin z' = +\dfrac{\cos\delta}{\sin A'} \cdot \sin t' & \sin t' = +\dfrac{\sin A'}{\cos\delta} \cdot \sin z' \end{array}\right\} \quad 1)$$

Beschränkt man sich auf Werte von z' und t', die zwischen den Grenzen 0^0 und 180^0 liegen, so ist die Lösung der gestellten Aufgabe im allgemeinen doch nicht eindeutig. Zwar gibt es für Gestirne, deren $|\delta| < \varphi$ ist, immer nur einen einzigen Schnittpunkt des Höhenkreises ZY mit dem spiegelbildlichen Parallelkreise $(-\delta)$, doch tritt schon für $|\delta| = \varphi$ eine zweite, und zwar für alle Azimute A' gleiche Lösung auf, nämlich $z' = 180^0$ (bzw. 0^0), die aber für die Praxis ohne Bedeutung ist, da bei ihr der erste Spiegel unendlich weit über dem Apparate stehen müßte, um das Licht vertikal nach unten in das Objektiv werfen oder der zweite Spiegel unendlich hoch über dem Apparate um das vertikal nach oben reflektierte Licht auffangen zu können. Für noch größere positive Deklinationen $(\delta > \varphi)$ treten nun immer zwei verschiedene Lösungen für z' auf, die zwischen 0^0 und 180^0 liegen, entsprechend den zwei Schnittpunkten des Vertikalkreises ZY mit dem nunmehr in einem Polabstande $< (90^0 - \varphi)$ verlaufenden Parallelkreise EE'. In der Praxis hat diese Zweideutigkeit für mittlere geographische Breiten keine Bedeutung, da sie nur bei zirkumpolaren Sternen auftritt, deren Beobachtung mit dem Cölostaten wegen der sehr großen Reflexionswinkel überhaupt nicht zweckmäßig ist; in den Fällen, in denen solche Sterne doch beobachtet werden müßten, würde man natürlich den kleineren der beiden Werte von z' wählen. Bei einer bestimmten, vom jeweiligen Azimute abhängenden Deklination $\bar{\delta}$ fallen die beiden Lösungen zusammen, und es können bei diesem Azimute Sterne, deren $\delta > \bar{\delta}$ ist, überhaupt nicht eingestellt werden, da der dem Azimute entsprechende Vertikalkreis den spiegelbildlichen Parallelkreis EE' solcher Sterne überhaupt nicht schneidet. Um diesen Grenzwert $\bar{\delta}$ der Deklination zu finden, bemerken wir, daß er offenbar dem Falle entspricht, in dem der Vertikalkreis ZY den Parallelkreis EE' tangiert, d. h. in dem der „parallaktische" Winkel $PS'Z = p$ des Punktes S' gleich 90^0 wird. Nun ist aber (aus dem Dreiecke PZS')

$$\sin p = \frac{\cos\varphi}{\cos\delta} \cdot \sin A' = \frac{\cos\varphi}{\sin z'} \sin t', \qquad 2)$$

und die Bedingung $\sin p = 1$ liefert daher für $\bar{\delta}$ die Gleichung

$$\cos\bar{\delta} = \cos\varphi \cdot \sin A'. \qquad 3)$$

In der Meridianlage $(A' = 0^0)$ ist also theoretisch jeder Stern bis hinauf zum Polsterne beobachtbar, jedoch würde bei diesem der Einfalls- und Reflexionswinkel am Hauptspiegel ständig gleich 90^0 sein. Wir haben somit bei der Benutzung der Formelsysteme I und II in 1) folgende Fälle zu unterscheiden:

$0^0 \leqq |\delta| < \varphi$ — eine Lösung für z' und t' kleiner als 180^0,
$\delta = +\varphi$ — eine Lösung, und als zweite $z' = 180^0$ für alle A',
$+\varphi \leqq \delta < \bar{\delta}$ — zwei Lösungen,
$\delta = \bar{\delta}$ — eine Lösung, $z' = \mu$ (beide Lösungen fallen zusammen),
$\delta > \bar{\delta}$ — keine Lösungen.

Dabei ist $\bar{\delta}$ für jedes Azimut durch 3) gegeben.

Sobald z' und t' nach den Formeln 1) berechnet sind, lassen sich die für die Einstellung des Cölostaten nötigen Größen τ, x und $(H - H_0)$ unmittelbar angeben. Der Stundenwinkel τ des Hauptspiegels, der ja der Stundenwinkel seines Scheitelpunktes K ist, stellt, wie aus Fig. 3 unmittelbar zu ersehen ist, einfach das arithmetische Mittel aus dem Stundenwinkel t des Gestirns S und dem soeben berechneten Stundenwinkel t' des reflektierten Strahles dar, also

$$\tau = \frac{t + t'}{2}. \qquad 4)$$

Da die Teilung des am Hauptspiegel angebrachten Stundenkreises, wie schon oben erwähnt, zweimal von 0^h bis 24^h geht, entspricht jedem an diesem Kreise abgelesenen Winkel in Wirklichkeit ein zweimal kleinerer Winkel; aus diesem Grunde ist die Ablesung, welche dem erforderlichen Stundenwinkel $\frac{t + t'}{2}$ entspricht, auf diesem Kreise gleich $T = 2\tau$. Andererseits zeigt die Formel 4), daß für einen im Meridian stehenden Stern wegen $t = 0^0$ der Stundenwinkel τ_0 des Hauptspiegels

$$\tau_0 = \frac{t'}{2}$$

sein muß, der abgelesene Stundenwinkel T_0 also $= t'$. Die Formel 4) nimmt daher in den tatsächlich am Stundenkreise des Cölostaten abgelesenen Größen die Gestalt an:

$$T = t + T_0. \qquad 4')$$

Hier ist also T der einzustellende Stundenwinkel des Spiegels, t der wirkliche Stundenwinkel des beobachteten Gestirns und $T_0 = t'$ die Ablesung des Stundenkreises, die bei dem gewählten Azimute A' für die gegebene Deklination δ dem Meridiane entspricht.

Die Kippung x des Hilfsspiegels, d. h. die Neigung seiner Normalen zur Lotrichtung, wird durch die Forderung bestimmt, daß der vom Hauptspiegel kommende reflektierte Strahl durch den Hilfsspiegel immer vertikal nach unten geworfen werden muß. Da dieser den Winkel z' mit der Vertikalen bildet, ist, wie aus Fig. 4 sofort zu ersehen:

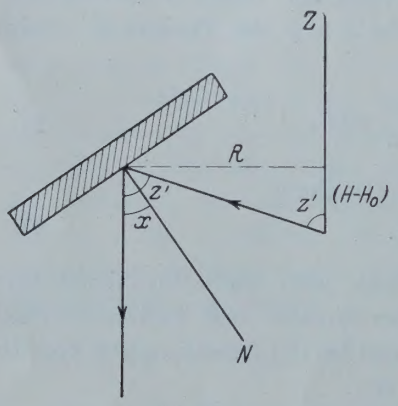


Fig. 4.

$$x = \frac{z'}{2}. \qquad 5)$$

Was endlich die Höhe $(H - H_0)$ betrifft, die der Hilfsspiegel haben muß, um das ganze, vom Hauptspiegel kommende parallele Lichtstrahlenbündel aufzufangen, so spielt sie bei der Einstellung insofern eine untergeordnete Rolle, als ein Fehler in ihr nur die Lichtstärke, nicht aber die Lage des Bildes beeinflußt. Bedeutet R den horizontalen linearen Abstand der Mittelpunkte beider Spiegel (also den Radius des Kreises, den der Mittelpunkt des Hauptspiegels bei einer Drehung im Azimut um die Vertikalachse des Cölostaten beschreibt), und H_0, wie schon erwähnt, die Ablesung an der Säule, wenn die Mittelpunkte beider Spiegel auf einer Horizontalen liegen, so ist die Bedingung, damit ein im Mittelpunkte des Hauptspiegels reflektierter Strahl den Mittelpunkt des Hilfsspiegels trifft (Fig. 4), offenbar:

$$H - H_0 = R \operatorname{cotg} z'. \qquad 6)$$

Die Formeln 1), 4) bzw. 4'), 5) und 6) enthalten die Lösung der gestellten Aufgabe.

Aus dem sphärischen Dreiecke SPK (Fig. 3) läßt sich unschwer auch der jeweilige Einfalls- und Reflexionswinkel r am Hauptspiegel berechnen, dessen Größe in erster Linie für die passende Wahl des bei der Beobachtung zu verwendenden Azimuts des Cölostaten in Betracht kommt. Es ist nämlich

$$PK = 90^0, \quad SK = KS' = r, \quad PS = 90^0 - \delta, \quad \sphericalangle SPK = \frac{t - t'}{2},$$

daher:

$$\cos r = \cos\delta \cos\frac{t - t'}{2} \qquad 7)$$

oder auch, unter Benutzung der am Stundenkreise ablesbaren Winkel:

$$\cos r = \cos\delta \cos(\tau - t') = \cos\delta \cos\left(\frac{T}{2} - T_0\right). \qquad 7')$$

Der Reflexionswinkel am zweiten Spiegel ist immer gleich der Kippung x.

Für den praktischen Gebrauch des Cölostaten ist es bequem, für eine Anzahl verschiedener Azimute A' (etwa von 15^0 zu 15^0) die Werte von T_0, x und $(H - H_0)$ als Funktionen von δ (etwa von 4^0 zu 4^0) zu tabulieren. Diese sind für Potsdam ($\varphi = 52^0\,23'$) in den drei ersten Kolonnen der am Schlusse dieses Aufsatzes abgedruckten Tabelle gegeben. Die sechste Kolonne enthält den Winkel p (Formel 2)), den wir im folgenden noch brauchen werden. Die Bedeutung der in den weiteren Kolonnen enthaltenen Werte wird weiter unten dargelegt werden.

§ 2. Orientierung des Bildes auf der Spaltwand.

Es ist in vielen Fällen (namentlich bei Sonnenbeobachtungen) wichtig, die Richtung der täglichen Bewegung auf der Spaltwand des Spektrographen für verschiedene Azimute des Cölostaten im voraus berechnen zu können. Hierzu muß die durch die Reflexion am dritten (kleinen) Spiegel, der sich im Laboratorium befindet, verursachte Richtungsänderung in Betracht gezogen werden. Wir wollen den Winkel q berechnen, den der durch das Gestirn S hindurchgehende Deklinationskreis auf der Spaltwand mit der vertikalen Richtung bildet.

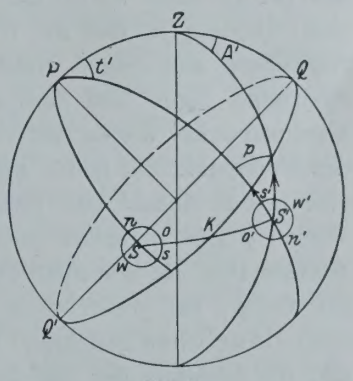


Fig. 5.

Nehmen wir der Anschaulichkeit halber an, daß wir die Sonne beobachten zu einer Zeit, wo sich ihr Mittelpunkt in S befindet (Fig. 5); nach der Reflexion am Hauptspiegel, dessen Normale in K liegen möge, haben die von S kommenden Strahlen die Richtung S', während die Richtungen der von den verschiedenen Punkten des Sonnenrandes kommenden Strahlen nach der Reflexion auf dem kleinen Kreise um S' liegen. Die sich entsprechenden Punkte der beiden Kreise um S und S' müssen symmetrisch zu K liegen, was durch die Bezeichnungen der vier Kardinalpunkte $n\,w\,s\,o$ angedeutet ist. Es ist unmittelbar klar, daß z. B. der längs dem Deklinationskreise Ss liegende Radius der Sonne in $S's'$ abgebildet wird. Der Winkel $PS'Z$, den dieser Radius mit demjenigen Sonnenradius bildet, dessen Strahlen nach der Reflexion am ersten Spiegel (und natürlich auch nach der Reflexion am zweiten Spiegel) alle in einer vertikalen Ebene liegen, ist aber gerade der früher (Formel 2)) berechnete Winkel p. Wir haben daher, um die gestellte Aufgabe zu lösen, nur noch den Winkel zu be-

rechnen, den diese in einer vertikalen Ebene auf den dritten Spiegel einfallenden Strahlen, nach der Reflexion an ihm, mit der Vertikalen bilden; dann ist auch der gesuchte Winkel q des Deklinationskreises mit der Vertikalrichtung auf der Spaltwand bestimmt. Zu diesem Zwecke betrachten wir die Fig. 6, welche die Himmelssphäre von Süden gesehen darstellt; der Meridian befindet sich in der Mitte der Figur, der Punkt M ist der Südpunkt. Wenn das Azimut des Cölostaten gleich A' ist (wir nehmen es, wie auf den Figuren 3 und 5 als positiv, also westlich, an), dann verlaufen die in einer vertikalen Ebene auf den dritten Spiegel fallenden Strahlen in der durch den größten Kreis ZYZ' gekennzeichneten Ebene, die mit dem Meridiane den Winkel A' bildet. Um das Bild dieses Kreises nach der Reflexion am dritten Spiegel zu erhalten, müssen wir ihn an dem Punkte L, der den Durchstoßpunkt der Normalen dieses Spiegels mit der Sphäre darstellt, spiegeln. Da dieser Spiegel unter 45^0 zur Lotrichtung geneigt ist, wird $ZL = LM = 45^0$ sein. Da nun der Punkt L zu den beiden größten Kreisen WZO und WMO symmetrisch liegt, so ist ohne weiteres klar, daß der Kreisbogen ZY in den zu ihm in bezug auf L symmetrisch liegenden Kreisbogen MR abgebildet wird, der in M mit dem Meridiane ZLM einen Winkel $LMR = A'$, gleich dem Azimute des Cölostaten, bildet. Von diesem Kreise weicht nun der Deklinationskreis um den oben erwähnten Winkel p ab; somit ist:

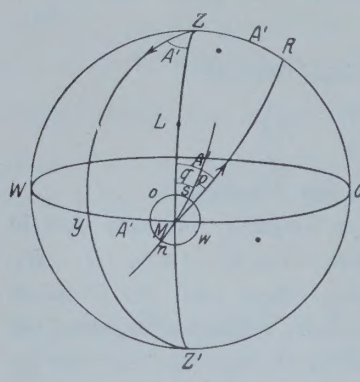


Fig. 6.

$$q = A' - p. \qquad 8)$$

Es könnte zweifelhaft erscheinen, ob nicht in dieser Formel statt des Minuszeichens ein Pluszeichen stehen müßte. Jedoch kann man sich durch eine allerdings ein wenig mühsame geometrische Überlegung (indem man die Abbildung der mit einem Pfeile auf den Figuren 5 und 6 bezeichneten Richtung $S' \rightarrow Z$ rekonstruiert und bedenkt, daß der Drehsinn $n\,w\,s\,o$ um den Sonnenmittelpunkt auf beiden Figuren derselbe sein muß) überzeugen, daß die Winkel A' und p auf Fig. 6 wirklich in entgegengesetzten Richtungen aufgetragen werden müssen. Die Orientierung der Sonnenscheibe auf der Spaltwand ergibt sich auch sofort aus der Erwägung, daß die Reihenfolge der vier Kardinalpunkte $n\,w\,s\,o$ auf der Spaltwand bei einer Drehung im gleichen Sinne um den Mittelpunkt der Sonne dieselbe sein muß wie am Himmel, da die ganze Abbildung eine gerade Anzahl von Spiegelungen (drei Spiegel und die Spaltwand) enthält. Der Winkel q gibt natürlich auch die Neigung der Richtung der täglichen Bewegung zur Horizontalen auf der Spaltwand an. Wie eine einfache Überlegung zeigt, ist letztere, für $\delta < \varphi$, bei westlichen Azimuten nach links-unten, bei östlichen Azimuten nach links-oben gerichtet. Für $\delta = \varphi$ wird $p = A'$ (Formel 2)) und $q = 0$ (Formel 8)), und die Richtung der täglichen Bewegung ist horizontal; ebenso, und zwar für alle δ, bei $A' = 0$, d. h. bei der Meridianlage des Cölostaten. Für $\delta > \varphi$ kehrt sich der Sachverhalt um, da dann $p > A'$ wird. Die größte Neigung der täglichen Bewegung zur Horizontalrichtung erhält man bei gegebenem Azimute für diejenigen Sterne, für welche p seinen minimalen Wert erreicht; dieses tritt offenbar für $\delta = 0^0$ ein, und die entsprechenden Werte von p und q sind durch die Formeln gegeben:

$$\sin p_{\min} = \cos\varphi \cdot \sin A'; \qquad \delta p_{\min} = 90^0 - \bar{\delta}$$

$$q_{\max} = A' - p_{\min}.$$

Ein zweites Maximum, und zwar nach der entgegengesetzten Richtung, erhält q für $\delta = \bar{\delta}$ (bei $|A'| < 90^0$), da dann $p = 90^0$ wird. Der Winkel p hat nun eine anschauliche Bedeutung, die man sofort erkennt, wenn man sich die Verschiebungen überlegt die ein Sternbild erleidet, wenn man die beiden großen Spiegel des Cölostaten um kleine Winkel dreht. Diese Drehungen, die mit Hilfe von elektrischen Motoren vom Laboratorium aus bewirkt werden, sind auch die einzigen Bewegungen, mit deren Hilfe das Bild eines Objektes auf dem Spektrographenspalte während einer Aufnahme „gehalten" werden kann. Es ist nun ohne weiteres klar, daß eine kleine Drehung des Hauptspiegels um seine Rotationsachse das Bild auf der Spaltwand in der Richtung der täglichen Bewegung verschiebt, deren Orientierung wir soeben bestimmt haben. Andererseits verursacht eine Änderung der Kippung des Hilfsspiegels eine Wanderung des auf den dritten Spiegel vom Hilfsspiegel fallenden Strahles in der durch das gewählte Azimut festgelegten Vertikalebene ZY (Fig. 3 oder 5), und da diese nach der Reflexion am dritten Spiegel in die geneigte Ebene MR (Fig. 6) verwandelt wird bewegt sich also ein Sternbild auf der Spaltwand, wenn nur die Kippung des Hilfsspiegels geändert wird, längs einer Richtung, die mit der Lotrichtung den Winkel A' bildet. Hieraus ist klar, daß $90^0 - p$ einfach der Winkel ist, den die beiden zur Verfügung stehenden Bewegungsrichtungen auf der Spaltwand miteinander bilden. Bei der Meridianlage des Cölostaten ($A' = 0^0$) stehen diese beiden Richtungen, und zwar für Sterne in beliebigem δ, immer aufeinander senkrecht, bei anderer Wahl des Azimutes A' in keinem Falle, da dann p niemals $= 0^0$ werden kann; ihre größte gegenseitige Neigung erreichen sie für äquatoriale Sterne ($\delta = 0^0$), weil für diese das p seinen minimalen Wert erreicht; für Sterne, deren Deklination gleich der für das betrachtete Azimut geltenden Grenzdeklination ist ($\delta = \bar{\delta}$), wird wie aus Formeln 2) und 3) hervorgeht, $p = 90^0$, und die beiden Bewegungsrichtungen fallen genau zusammen, so daß für solche Sterne nur noch eine einzige Bewegungsmöglichkeit besteht. Sterne in so hohen Deklinationen können aber, wie oben erwähnt, in mittleren Breiten nicht beobachtet werden, weil die südlichen Zirkumpolar-Sterne überhaupt nicht über den Horizont steigen, bei den nördlichen aber die Reflexionswinkel am Cölostatenspiegel für die Praxis viel zu große Werte besitzen. Es ist gut, bei der Beobachtung von Sternen solche Lagen des Apparates zu wählen, bei denen p keinen zu großen Wert hat, da sonst das „Pointieren" etwas schwieriger wird. Die Werte von p und q sind in den Kolonnen 6 und 7 der Tafeln enthalten.

Der Umstand, daß durch passende Wahl des Azimutes die Neigung des Deklinationskreises zur Lotrichtung auf der Spaltwand des Spektrographen innerhalb weiter Grenzen variiert werden kann, ermöglicht es, trotzdem der Spalt fest eingebaut ist und immer seine vertikale Lage behalten muß, doch, ohne den Gebrauch irgendwelcher anderer optischer Vorrichtungen denselben zu verschiedenen Punkten des Sonnenrandes tangential zu stellen, indem man sozusagen das Sonnenbild selbst auf der Spaltwand dreht. Will man z. B. das Spektrum einer am Sonnenäquator gelegenen Stelle des Sonnenrandes mit tangentialem Spalte aufnehmen, zu einer Zeit, da die Neigung der Sonnenachse zum Deklinationskreise etwa gleich π ist, so muß ein Azimut gewählt werden, bei dem die Sonnenachse auf der Spaltwand vertikal verläuft, d. h. bei dem die Neigung q des Deklinationskreises zur Vertikale gerade den Wert π hat. Die Berechnung des Azimutes, bei dem der Winkel q einen vorgegebenen Wert hat, verlangt aber nur eine Auflösung der Gleichung 8) nach A', die unter Benutzung der Gleichung 2) sofort ausgeführt werden kann

$$\sin p = \frac{\cos \varphi}{\cos \delta} \cdot \sin A' = \sin (A' - q) = \sin A' \cos q - \cos A' \sin q,$$

woraus:

$$\operatorname{tg} A' = \frac{\sin q}{\cos q - \frac{\cos \varphi}{\cos \delta}}. \qquad 9)$$

Je nach der Richtung, in der die Sonnenachse zur Beobachtungszeit vom Deklinationskreise abweicht, ist das Azimut A' positiv (westlich) oder negativ östlich zu wählen. Liegt der Nordpol der Sonne zwischen dem Nordpunkte und dem Westpunkte der Sonnenscheibe, so muß, wie aus Fig. 6 und dem auf S. 56 Gesagten leicht hervorgeht, in einem westlichen Azimute beobachtet werden, im entgegengesetzten Falle in einem östlichen. (Dies gilt natürlich nur so lange, als die Deklination der Sonne $\delta_\odot < \varphi$ ist, was in unseren Breiten immer der Fall ist.)

§ 3. Abschätzung der durch Beschattung und unvollständiges Auffangen des Lichtes durch den Hilfsspiegel verursachten Lichtverluste.

Um die große Lichtstärke des Turmteleskopen voll ausnützen zu können, muß bei der Beobachtung, namentlich von Sternen, dafür gesorgt werden, daß das Objektiv vollständig mit Licht ausgefüllt ist. Jede Lage des Apparates, welche dieses leistet, ist in bezug auf die Lichtintensität des Bildes gleich gut. Trotzdem die beiden kreisförmigen Spiegel beträchtlich größere Durchmesser haben als das Objektiv, kann doch bei sehr großen Reflexionswinkeln der Fall eintreten, daß der Querschnitt des auf das Objektiv schließlich einfallenden parallelen Lichtbündels kleiner ist als der Querschnitt des letzteren. Die Refraktionswinkel müssen daher tunlichst innerhalb gewisser, durch die Forderung der vollständigen Ausleuchtung gezogenen Grenzen gehalten werden. Andererseits kann es jedoch auch vorkommen, daß bei kleinerem Reflexionswinkel am Hauptspiegel der zweite Spiegel in eine solche Lage gebracht werden muß, bei der er den Hauptspiegel beschattet und dadurch einen beträchtlichen Lichtverlust verursacht. Bei der Sonne läßt sich natürlich immer sehr leicht feststellen, ob eine solche Beschattung stattfindet oder nicht, da man ja den Schatten des zweiten Spiegels auf dem ersten direkt sehen kann. Bei Sternen ist die Frage weniger leicht zu entscheiden, und gerade bei diesen ist es oft wichtig, bei der Wahl des Azimutes von vornherein übersehen zu können, ob und wann im Laufe einer nach vielen Stunden zählenden Belichtung ein Lichtverlust durch Beschattung eintreten wird. Die rechnerische Verfolgung dieser Frage, die analytisch auf die Bestimmung der Bedingungen für die Berührung zweier Ellipsen hinauskommt, ist umständlich und dürfte sich wohl in keinem der in der Praxis vorkommenden Fälle lohnen. Hier soll daher nur ein graphisches Verfahren angegeben werden, mit dessen Hilfe man wohl die meisten die Beschattung betreffenden Fragen zu beantworten imstande sein wird, und ferner auch den Lichtverlust durch unvollständiges Auffangen der Lichtstrahlen durch den Hilfsspiegel, sowie die durch die Neigung beider Spiegel eventuell hervorgerufene unvollständige Ausfüllung des Fernrohrobjektivs abschätzen können wird.

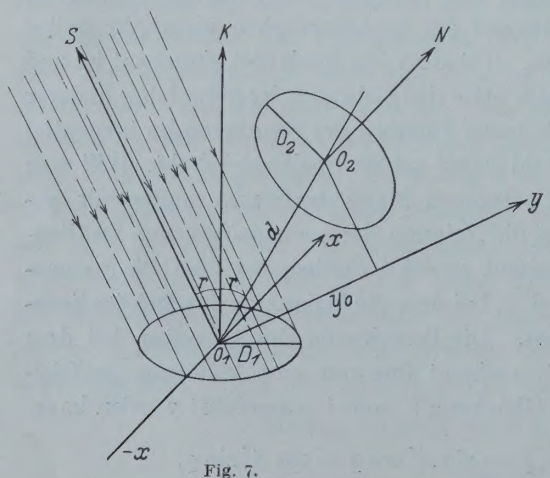


Fig. 7.

Es sei O_1 (Fig. 7) der Mittelpunkt des ersten Spiegels, K seine Normale; die (unter sich parallelen) Strahlen vom beobachteten Gestirne mögen auf ihn unter dem Einfallswinkel r von links, wie durch die punktierten Pfeile angedeutet, einfallen. Der Mittelpunkt des zweiten Spiegels, O_2, muß dann auf einer Geraden liegen, die mit der Normalen K denselben Winkel r (Reflexionswinkel) bildet und in der Ebene $S\,O_1\,K$ liegt. Denken wir uns nun ein kartesisches Koordinatensystem XYS, dessen S-Achse durch O_1 hindurchgeht und parallel zu den einfallenden Strahlen ist, dessen XY-Ebene also senkrecht zu diesen Strahlen steht, und dessen Y-Achse in die Reflexionsebene $S\,O_1\,K$ fällt, so ist der Querschnitt des durch die einfallenden Strahlen gebildeten Zylinders in der XY-Ebene dieses Systems (und auch in jeder zu ihr parallelen Ebene) eine Ellipse, deren große Achse $a = D_1$, dem Radius des ersten Spiegels, ist, während ihre kleine Achse b den Wert

$$b = D_1 \cos r \qquad 10)$$

hat. Der Mittelpunkt dieser Ellipse liegt in der XY-Ebene im Anfangspunkte des Koordinatensystems, ihre große Achse a ist längs der X-Achse, ihre kleine Achse b längs der Y-Achse gerichtet.

Projizieren wir nun den Hilfsspiegel auf diese Ebene, so erhalten wir im allgemeinen eine irgendwie gelegene Ellipse, und es ist klar, daß eine Beschattung des Hauptspiegels nur dann eintreten wird, wenn sich die beiden Ellipsen in der XY-Ebene wenigstens teilweise überdecken. Die Projektionsellipse des Hilfsspiegels wird eine große Achse α haben, die natürlich gleich D_2, dem Radius des Hilfsspiegels, ist, ihr Mittelpunkt wird zwar nicht mit dem Anfangspunkte des Koordinatensystems (XY) zusammenfallen, aber bei der getroffenen Wahl der Achsenrichtungen immer auf der Y-Achse liegen. Der Abstand y_0 dieses Punktes vom Anfangspunkt wird, wie aus Fig. 7 sofort zu ersehen, durch den Ausdruck gegeben:

$$y_0 = d \cos(90^0 - 2r) = d \sin 2r, \qquad 11)$$

wobei

$$d = \frac{(H - H_0)}{\cos z'} = \frac{R}{\sin z'} \qquad 12)$$

(s. Fig. 4 und Formel 6)) den linearen Abstand der beiden Spiegelmittelpunkte bedeutet. Bezeichnet man mit i die Neigung der Normalen N des zweiten Spiegels gegen die S-Achse und mit Ω den Winkel, den ihre Projektion auf die XY-Ebene mit der Richtung der X-Achse bildet, so ist die kleine Achse β der Projektionsellipse des Hilfsspiegels in der (XY)-Ebene um den nämlichen Winkel Ω gegen die X-Achse geneigt, und ihre Länge ist

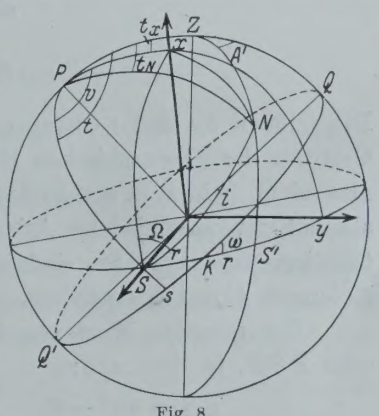


Fig. 8.

$$\beta = D_2 \cdot \cos i. \qquad 13)$$

Die Frage, ob bei einer gegebenen Lage des Gestirns und des Cölostaten eine Beschattung eintreten wird oder nicht, kann also immer graphisch — durch Konstruktion der beiden oben erwähnten Ellipsen — gelöst werden, sobald für die betrachtete Lage außer den bereits berechneten Größen r, a, b und y_0 noch die Größen i und Ω bekannt sind. Diese lassen sich aber unschwer bestimmen.

Es sei (Fig. 8) $Q\,Q'$ wieder der Äquator, $S\,K\,S'$ die Reflexionsebene, $\sphericalangle\, S'\,Z\,Q$ das Azimut des Cölostaten und N der Durchstoßpunkt der Normalen zum Hilfsspiegel (oder genauer der Verlängerung dieser Normalen nach rückwärts) mit der Himmels-

sphäre. Die Zenitdistanz z' des reflektierten Strahles S' ist schon berechnet worden (Formel 1)); die Zenitdistanz ZN von N ist, da der Hilfsspiegel die Strahlen immer vertikal nach unten reflektieren soll:

$$ZN = NS' = \frac{z'}{2} = x,$$

gleich der Kippung des Hilfsspiegels. Die Richtung der S-Achse des in Fig. 7 dargestellten Koordinatensystems wird in Fig. 8 durch den Punkt S (Richtung des einfallenden Strahles) gegeben, die der Y-Achse durch einen auf dem größten Kreise SKS' (Reflexionsebene am Hauptspiegel) in 90^0 Abstand von S liegenden Punkt Y, die der X-Achse endlich durch einen Punkt X in 90^0 Abstand von S und Y. Die gesuchten Größen i und Ω sind dann:

$$i = SN, \qquad \Omega = \sphericalangle XSN.$$

Der erste Schritt zu ihrer Bestimmung besteht nun in der Berechnung der äquatorialen Koordinaten δ_N und t_N des Punktes N. Diese ergeben sich aus dem Dreiecke PZN sofort zu:

$$\left.\begin{aligned} \sin\delta_N &= \cos x \sin\varphi - \sin x \cos\varphi \cos A' \\ \sin t_N &= \frac{\sin x}{\cos\delta_N} \cdot \sin A' \end{aligned}\right\} \qquad 14)$$

oder, wenn man die erstere dieser Formeln durch die Substitution

$$\sin\varphi = m \sin M, \qquad \cos\varphi \cos A' = m \cos M$$

auf eine logarithmische Form bringt:

$$\left.\begin{aligned} \sin\delta_N &= m \sin(M - x) \\ \sin t_N &= \frac{\sin x}{\cos\delta_N} \cdot \sin A' \end{aligned}\right\}. \qquad 14')$$

Die Größen δ_N und t_N hängen natürlich nur von der Deklination δ des beobachteten Gestirns, der geographischen Breite φ und dem gewählten Azimut A' ab, ändern sich also nicht (wie z. B. der Reflexionswinkel r) mit der Zeit. Sie können daher ein für allemal für verschiedene Azimute und eine Reihe von Deklinationen berechnet und tabuliert werden[1]). Sie sind in den am Ende beigefügten Tafeln für Potsdam in den Kolonnen 4 und 5 enthalten.

Der gesuchte Wert von i ergibt sich nun sofort aus der Betrachtung des Dreiecks PSN, in dem nun:

$$PS = 90^0 - \delta, \qquad PN = 90^0 - \delta_N, \qquad \sphericalangle SPN = t - t_N$$

bekannt sind. Es ist daher:

$$\cos i = \sin\delta \sin\delta_N + \cos\delta \cos\delta_N \cos(t - t_N). \qquad 15)$$

---

[1]) Bei der Berechnung von δ_N und t_N nach den Formeln (14') ist es von Vorteil, zu beachten, daß der Hilfswinkel M mit dem in den Formeln 1) II vorkommenden Winkel μ durch die Beziehung:

$$M = \mu - 90^0$$

zusammenhängt, also gar nicht von neuem berechnet zu werden braucht. Ferner bestehen noch, wenn man mit x_+ und x_- die den Deklinationen $+\delta$ und $-\delta$ entsprechenden Werte der Kippung x bezeichnet, die Beziehungen

$$x_+ + x_- = M, \quad \text{also:} \quad x_+ = M - x_- \quad \text{und} \quad x_- = M - x_+,$$

welche die Berechnung der Tabelle sehr erleichtern. Zwischen t'_+ und t'_- und dem Hilfswinkel λ in den Formeln 1) I bestehen ähnliche Beziehungen.

Etwas umständlicher ist die Berechnung von Ω, weil dazu die äquatorialen Koordinaten des Punktes X erforderlich sind. Der Polabstand des Punktes X ist natürlich nichts anderes als die Neigung ω der Reflexionsebene zur Äquatorebene, deren Wert aus dem rechtwinkligen Dreieck $S\,s\,K$ sofort berechnet werden kann nach der Formel:

$$\sin\omega = \frac{\sin\delta}{\sin r}. \qquad 16)$$

Der Stundenwinkel t_x ist aber gleich

$$t_x = t - v,$$

wo v den Winkel SPX bedeutet, der aus dem rechtseitigen Dreieck SPX berechnet werden kann, in dem:

$$PS = 90^0 - \delta, \qquad PX = \omega, \qquad XS = 90^0$$

sind. Es ist daher:

$$\cos v = -\operatorname{tg}\delta\,\operatorname{cotg}\omega. \qquad 17)$$

Da nun $\delta_x = 90^0 - \omega$ und $t_x = t - v$, sowie δ_N und t_N bekannt sind, kann auch die Seite XN des Dreiecks SXN berechnet werden, und ergibt sich zu:

$$\cos(XN) = \sin\delta_N \sin\delta_x + \cos\delta_N \cos\delta_x \cos(t_N - t_x)$$

oder nach Einführung der Winkel ω und v:

$$\cos(XN) = \cos\omega \cdot \sin\delta_N + \sin\omega \cos\delta_N \cos(t_N - t + v).$$

Da ferner im Dreieck SXN die Seite $SX = 90^0$ ist, ergibt sich für den gesuchten Winkel $\Omega = \sphericalangle XSN$ aus diesem Dreieck die Beziehung:

$$\cos\Omega = \frac{\cos(XN)}{\sin i},$$

oder nach Einsetzen des soeben erhaltenen Ausdruckes für $\cos(XN)$:

$$\cos\Omega = \frac{\cos\omega}{\sin i}\sin\delta_N + \frac{\sin\omega}{\sin i}\cos\delta_N\cos(t_N - t + v). \qquad 18)$$

Die Formeln 14) bis 18) enthalten mit den früher abgeleiteten Formeln zur Berechnung von z', t', r und y_0 alles, was zur Berechnung von i und Ω erforderlich ist[1]). Wir stellen das ganze Formelsystem zur Übersichtlichkeit noch einmal zusammen, wobei wir die Formeln 15) und 18) gleich auf eine für die logarithmische Rechnung bequeme Form bringen. Gegeben sind: δ und t des beobachteten Gestirns und das Azimut A' des Cölostaten; tabuliert sind die Größen $x = \frac{z'}{2}$, $t' = T_0$, δ_N und t_N; zu rechnen sind:

---

[1]) Die Berechnung des Winkels Ω kann auch in der folgenden Weise geschehen, die vielleicht noch etwas einfacher ist: Wir betrachten die beiden sphärischen Dreiecke SPX und SPN und bezeichnen den Winkel PSN mit Ψ, den Winkel PSX mit v. Dann ist augenscheinlich

$$\Omega = \Psi - v, \qquad 18')$$

und die beiden Winkel ψ und v ergeben sich aus den Formeln:

$$\cos v = \frac{\cos\omega}{\cos\delta}, \qquad 17')$$

$$\sin\Psi = \frac{\cos\delta_N}{\sin i}\cdot\sin(t - t_N). \qquad 17'')$$

Die Formeln 17'), 17'') und 18') können in der weiter unten angegebenen Zusammenstellung die Formeln 17) und 18) ersetzen. Bei der Subtraktion in 18') ist natürlich auf die Vorzeichen der Winkel zu achten.

$$\cos r = \cos\delta \cos\frac{t' - t}{2}, \qquad 7)$$

$$\sin\omega = \frac{\sin\delta}{\sin r}, \qquad 16)$$

$$\cos v = -\operatorname{tg}\delta \cdot \operatorname{cotg}\omega, \qquad 17)$$

$$\cos i = f\cos(F - \delta), \qquad 15)$$

wo:

$$\sin\delta_N = f\sin F,$$
$$\cos\delta_N \cos(t - t_N) = f\cos F,$$

$$\cos\Omega = \frac{g\sin(G + \omega)}{\sin i}, \qquad 18)$$

wo:

$$\sin\delta_N = g\sin G,$$
$$\cos\delta_N \cos(t_N - t + v) = g\cos G.$$

Die Achsen der Projektionsellipse des Hilfsspiegels auf die zu den einfallenden Strahlen senkrechte Ebene sind:

$$\alpha = D_2, \qquad \beta = D_2\cos i. \qquad 13)$$

Ihr Mittelpunkt liegt auf der Y-Achse des Koordinatensystems und hat die Koordinaten x_0, y_0:

$$x_0 = 0, \qquad y_0 = \frac{H - H_0}{\cos z'}\cdot\sin 2r = \frac{R}{\sin z'}\cdot\sin 2r. \qquad 11),\ 12)$$

Ihre kleine Achse β bildet mit der X-Achse den Winkel Ω.

Die Querschnittsellipse des auf den Hauptspiegel einfallenden Strahlenzylinders hat die Achsen:

$$a = D_1, \qquad b = D_1\cos r. \qquad 10)$$

Ihr Mittelpunkt liegt im Anfange des Koordinatensystems, ihre große Achse ist parallel zur X-Achse, ihre kleine Achse parallel zur Y-Achse.

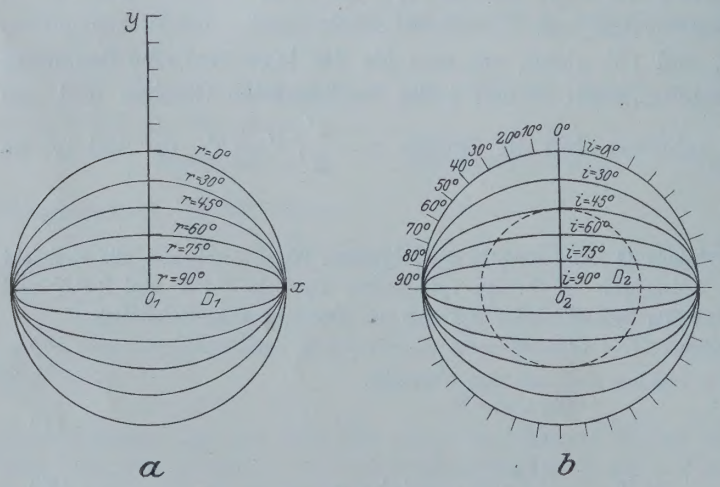


Fig. 9.

Damit können beide Ellipsen konstruiert werden. Solange sie sich an keiner Stelle überdecken, tritt sicher keine Beschattung des einen Spiegels durch den anderen ein; sollten sie sich aber bei einer gewissen Lage des Gestirns und des Cölostaten überdecken, so kann der eintretende Lichtverlust durch einen Vergleich der bedeckten und der freien Fläche der Qurschnittsellipsen abgeschätzt werden.

Zur bequemen graphischen Lösung aller auf die Beschattung bezüglichen Fragen kann man sich den kleinen in Fig. 9 dargestellten Apparat konstruieren. Auf einem Blatte Papier ist ein Koordinatensystem (XY) aufgetragen (Fig. 9a), dessen Y-Achse mit einer Skala versehen ist. Um den Koordinatenanfangspunkt ist ein Kreis mit dem Radius D_1 des ersten Spiegels gezeichnet, und ferner im Inneren dieses Kreises eine Reihe von Ellipsen, deren große Achsen alle gleich D_1 sind, während ihre kleinen Achsen den Werten $D_1 \cos r$ für eine Reihe von Werten des Reflexionswinkels r entsprechen. Auf einer runden Glimmerscheibe vom Radius D_2 sind verschiedene Ellipsen aufgetragen, deren große Achsen alle gleich D_2, deren kleine Achsen gleich $D_2 \cos i$ für eine Reihe von Werten des Winkels i sind (Fig. 9b). Der Rand der Glimmerscheibe trägt eine Kreisteilung.

Legt man den Mittelpunkt der Glimmerscheibe auf die Y-Achse des Blattes in einem Abstand y_0 vom Anfangspunkt und dreht sie um diesen Punkt, bis die kleineren Achsen der auf ihr gezeichneten Ellipsen mit der X-Achse des Koordinatensystems den Winkel Ω bilden, dann geben die den berechneten Werten von r und i entsprechenden Ellipsen die gegenseitige Lage und die Gestalt der Projektionen der beiden Spiegel auf die zu den einfallenden Strahlen senkrechte Ebene, so daß man unmittelbar sehen kann, ob und in welchem Maße der eine Spiegel durch den anderen beschattet wird.

Wie aus Fig. 3 und Formel 2) ersichtlich ist, erhält der Reflexionswinkel für ein Gestirn, dessen Deklination δ ist, seinen kleinsten Wert, wenn der Stundenwinkel des Gestirns gerade gleich dem dieser Deklination entsprechenden Stundenwinkel des reflektierten Strahles ist, d. h. wenn

$$t = t',$$

und zwar ist dann der minimale Reflexionswinkel $r_{\min}$ bei jedem Azimut A' des Apparates:

$$r_{\min} = \delta. \qquad 19)$$

Man wird daher bei der Beobachtung, wie auch unmittelbar klar ist, immer ein solches Azimut zu wählen versuchen, welches für t' einen von t nicht zu stark abweichenden Wert liefert, z. B. bei einem im Meridian stehenden Gestirn sich mit dem Azimut auch nicht zu sehr vom Meridian entfernen. Bei nördlichen Gestirnen, deren δ genügend groß ist, kann man in diesem Falle sogar die Lage $A' = 0^0$ mit Vorteil anwenden. Aus den Gleichungen 12) und 19) sieht man sofort, daß für alle Gestirne, deren δ der Ungleichung

$$y_{0\min} = R \frac{\sin 2\delta}{\sin z'} \geqq D_1 \cos\delta + D_2$$

genügt (wo für z' der dem Azimut A' und der Deklination δ entsprechende Wert von z' einzusetzen ist), in keinem Falle Beschattung eintreten kann, da sich der Hilfsspiegel im allgemeinen nicht als Kreis vom Radius D_2, sondern als etwas kleinere Ellipse auf die (XY)-Ebene projiziert. Bei Sternen, die in niedrigeren positiven Deklinationen liegen, ist um die Lage $A' = 0$ $(r_m = \delta)$ herum ein Bereich von Azimuten wegen der eintretenden Beschattung ausgeschlossen. Bei südlich vom Äquator gelegenen Sternen tritt endlich noch eine weitere Beschränkung der verwendbaren Azimute ein wegen der Beschattungsgefahr durch das den Hilfsspiegel tragende Hebewerk, da für südliche Deklinationen der reflektierte Strahl im allgemeinen unter dem einfallenden Strahl liegt. Es sei nochmals hervorgehoben, daß auch bei größeren A' und r eine vollständige Ausfüllung des Objektivs wegen der verhältnismäßig großen Durchmesser der Spiegel keineswegs ausgeschlossen ist, sogar in den Fällen noch, in denen eine kleine Beschattung bereits eingetreten ist.

Tabelle.

Azimut 0°								Azimut 15°						
δ	$x=\frac{z'}{2}$	T_0	$H-H_0$	δ_N	t_N	p	q	$x=\frac{z'}{2}$	T_0	$H-H_0$	δ_N	t_N	p	q
			cm							cm				
−32°	10°11′	0h 0m	+319	42° 12′	0h 0m	0° 0′	0° 0′	10° 27′	0h 25m	+311	42° 14′	0h 15m	10° 44′	4°
−28	12 11	0	262	40 12	0	0	0	12 29	28	255	40 14	17	10 18	4
−24	14 11	0	219	38 12	0	0	0	14 31	32	214	38 16	19	9 57	5
−20	16 11	0	187	36 12	0	0	0	16 32	35	182	36 16	21	9 41	5
−16	18 11	0	161	34 12	0	0	0	18 34	38	157	34 16	23	9 27	5
−12	20 11	0	139	32 12	0	0	0	20 36	40	135	32 18	25	9 18	5
−8	22 11	0	121	30 12	0	0	0	22 37	43	118	30 18	26	9 11	5
−4	24 11	0	105	28 12	0	0	0	24 39	45	102	28 18	28	9 7	5
0	26 11	0	91	26 12	0	0	0	26 40	48	88	26 19	30	9 5	5
+4	28 11	0	79	24 12	0	0	0	28 42	50	76	24 18	31	9 7	5
8	30 11	0	67	22 12	0	0	0	30 43	53	65	22 19	33	9 11	5
12	32 11	0	57	20 12	0	0	0	32 45	56	55	20 19	34	9 18	5
16	34 11	0	47	18 12	0	0	0	34 47	58	45	18 19	36	9 27	5
20	36 11	0	38	16 12	0	0	0	36 48	1 01	35	16 19	37	9 41	5
24	38 11	0	29	14 12	0	0	0	38 50	1 04	26	14 19	39	9 57	5
28	40 11	0	20	12 12	0	0	0	40 52	1 07	17	12 19	40	10 18	4
32	42 11	0	12	10 12	0	0	0	42 54	1 11	9	10 18	41	10 44	4
36	44 11	0	3	8 12	0	0	0	44 56	1 15	0	8 18	43	11 16	3
40	46 11	0	−5	6 12	0	0	0	46 59	1 19	−8	6 16	44	11 54	3
44	48 11	0	−13	4 12	0	0	0	49 1	1 23	−17	4 16	45	12 41	2
48	50 11	0	−22	2 12	0	0	0	51 5	1 29	−26	2 14	46	13 40	1
52	52 11	0	−31	0 12	0	0	0	53 8	1 35	−35	0 15	48	14 52	0
56	54 11	0	−40	−1 48	0	0	0	55 13	1 43	−44	−1 52	49	16 25	−1
60	56 11	0	−49	−3 48	0	0	0	57 19	1 52	−54	−3 56	50	18 25	−3
64	58 11	0	−59	−5 48	0	0	0	59 26	2 5	−66	−6 1	52	21 7	−6
68	60 11	0	−69	−7 48	0	0	0	61 36	2 21	−77	−8 10	53	24 57	−9
72	62 11	0	−81	−9 48	0	0	0	63 52	2 64	−92	−10 24	55	30 45	−15

Azimut 30°								Azimut 45°						
δ	$x=\frac{z'}{2}$	T_0	$H-H_0$	δ_N	t_N	p	q	$x=\frac{z'}{2}$	T_0	$H-H_0$	δ_N	t_N	p	q
			cm							cm				
−32°	11°14′	0h 52m	+287	42° 22′	0h 30m	21° 6′	8° 54′	12° 43′	1h 24m	+249	42° 40′	0h 49m	30° 36′	14°
−28	13 23	0 59	235	40 24	0 35	20 13	9 47	15 1	1 35	205	40 47	0 56	29 16	15
−24	15 30	1 6	197	38 27	0 39	19 31	10 29	17 18	1 44	172	38 54	1 3	28 11	16
−20	17 37	1 11	168	36 31	0 43	18 57	11 3	19 34	1 53	146	37 0	1 9	27 21	17
−16	19 44	1 17	144	34 33	0 47	18 31	11 29	21 48	2 2	124	35 7	1 15	26 41	18
−12	21 50	1 23	124	32 36	0 51	18 11	11 49	24 2	2 10	106	33 12	1 21	26 11	18
−8	23 57	1 28	107	30 37	0 55	17 57	12 3	26 16	2 18	91	31 17	1 26	25 50	19
−4	26 2	1 33	92	28 39	0 58	17 49	12 11	28 30	2 26	77	29 21	1 31	25 38	19
0	28 9	1 38	79	26 42	1 1	17 46	12 14	30 42	2 34	65	27 26	1 36	25 34	19
+4	30 15	1 43	67	24 43	1 4	17 49	12 11	32 55	2 41	53	25 30	1 41	25 38	19
8	32 20	1 49	56	22 44	1 7	17 57	12 3	35 9	2 49	42	23 32	1 45	25 50	19
12	34 27	1 54	47	20 45	1 10	18 11	11 49	37 22	2 57	32	21 34	1 50	26 11	18
16	36 34	1 59	36	18 45	1 13	18 31	11 29	39 36	3 5	22	19 35	1 54	26 41	18
20	38 40	2 5	26	16 45	1 16	18 57	11 3	41 51	3 14	13	17 35	1 59	27 21	17
24	40 46	2 11	18	14 46	1 19	19 31	10 29	44 6	3 23	4	15 34	2 3	28 11	16
28	42 55	2 17	9	12 44	1 22	20 13	9 47	46 24	3 32	−6	13 31	2 7	29 16	15
32	45 3	2 25	0	10 41	1 24	21 6	8 54	48 42	3 43	−15	11 27	2 11	30 36	14
36	47 12	2 32	−9	8 39	1 27	22 10	7 50	51 2	3 55	−25	9 21	2 15	32 14	12
40	49 22	2 41	−18	6 35	1 30	23 29	6 31	53 26	4 8	−36	7 12	2 20	34 18	10
44	51 34	2 50	−28	4 29	1 33	25 6	4 54	55 54	4 24	−47	4 58	2 24	36 52	8
48	53 48	3 2	−38	2 22	1 35	27 8	2 52	58 27	4 42	−60	2 40	2 28	40 10	4
52	56 4	3 15	−48	0 12	1 38	29 43	0 17	61 9	5 5	−75	0 15	2 33	44 31	0
56	58 25	3 32	−60	−2 2	1 41	33 5	−3 5	64 6	5 34	−93	−2 25	2 38	50 31	−5
60	60 52	3 53	−73	−4 22	1 44	37 37	−7 37	67 36	6 17	−119	−5 35	2 44	59 41	−14
64	63 30	4 22	−90	−6 52	1 47	44 8	−14 8	73 16	7 49	−179	−10 41	2 54	79 56	−34
68	66 33	5 8	−111	−9 46	1 51	54 33	−24 33							
72	71 42	7 1	−159	−14 40	1 58	80 58	−50 58							

Azimut 60°								Azimut 75°							
δ	$x=\frac{z'}{2}$	T_0	$H-H_0$	δ_N	t_N	p	q	$x=\frac{z'}{2}$	T_0	$H-H_0$	δ_N	t_N	p	q
			cm							cm				
−32°	15° 9′	2h 4m	+203	43° 13′	1h 12m	38° 33′	21° 27′	18° 52′	2h 57m	+153	44° 18′	1h 43m	44° 3′	30° 57′
−28	17 40	2 18	167	41 28	1 22	36 47	23 23	21 35	3 14	126	42 43	1 56	41 54	33 6
−24	20 9	2 31	138	39 41	1 31	35 21	24 39	24 15	3 29	105	41 6	2 7	40 12	34 48
−20	22 35	2 43	118	37 54	1 40	34 14	25 46	26 50	3 44	87	39 27	2 18	38 52	36 8
−16	25 0	2 55	100	36 5	1 48	33 22	26 38	29 23	3 57	72	37 47	2 27	37 50	37 10
−12	27 22	3 5	84	34 16	1 55	32 43	27 17	31 54	4 10	58	36 5	2 37	37 4	37 56
−8	29 45	3 16	70	32 26	2 4	32 15	27 45	34 24	4 22	46	34 21	2 46	36 32	38 28
−4	32 7	3 26	57	30 35	2 9	32 0	28 0	36 53	4 34	35	32 36	2 54	36 14	38 46
0	34 28	3 36	46	28 43	2 16	31 55	28 5	39 21	4 45	24	30 48	3 2	36 8	38 52
+4	36 49	3 46	35	26 50	2 22	32 0	28 0	41 50	4 56	13	29 0	3 10	36 14	38 46
8	39 11	3 56	24	24 55	2 28	32 15	27 45	44 19	5 9	3	27 9	3 17	36 32	38 28
12	41 33	4 6	14	22 58	2 34	32 43	27 17	46 49	5 21	− 7	25 16	3 25	37 4	37 56
16	43 56	4 17	4	21 1	2 40	33 22	26 38	49 20	5 33	−18	23 21	3 32	37 50	37 10
20	46 21	4 28	− 6	19 1	2 46	34 14	25 46	51 53	5 47	−29	21 23	3 39	38 52	36 8
24	48 47	4 40	−16	17 0	2 52	35 21	24 39	54 28	6 1	−41	19 23	3 46	40 12	34 48
28	51 15	4 53	−26	14 56	2 58	36 47	23 23	57 8	6 16	−53	17 17	3 53	41 54	33 6
32	53 47	5 8	−38	12 49	3 3	38 33	21 27	59 51	6 34	−67	15 8	4 0	44 3	30 57
36	56 23	5 23	−50	10 38	3 9	40 48	19 12	62 42	6 53	−84	12 53	4 7	46 47	28 13
40	59 5	5 41	−64	8 21	3 15	43 38	16 22	65 44	7 16	−104	10 27	4 14	50 19	24 41
44	61 55	6 4	−80	5 57	3 21	47 18	12 42	69 1	7 44	−131	7 49	4 22	55 3	19 57
48	65 1	6 31	−100	3 19	3 27	52 11	7 49	72 50	8 22	−173	4 45	4 31	61 47	13 13
52	68 34	7 7	−128	0 19	3 35	59 10	0 50	78 1	9 22	−261	0 34	4 43	73 16	1 44
56	73 16	8 5	−176	−3 41	3 45	70 58	−10 58							

Azimut 90°							
δ	$x=\frac{z'}{2}$	T_0	$H-H_0$	δ_N	t_N	p	q
			cm				
−32°	24° 0′	4h 5m	107	46° 21′	2h 24m	46° 2′	43° 58′
−28	26 50	4 23	87	44 59	2 39	43 44	46 16
−24	29 33	4 40	71	43 33	2 52	41 55	48 5
−20	32 12	4 55	57	42 5	3 4	40 30	49 30
−16	34 49	5 9	44	40 34	3 15	39 25	50 35
−12	37 24	5 22	32	39 0	3 26	38 37	51 23
−8	39 57	5 35	21	37 23	3 36	37 57	52 3
−4	42 28	5 48	11	35 45	3 45	37 43	52 17
0	45 0	6 0	0	34 4	3 54	37 37	52 23
+4	47 32	6 12	−11	32 20	4 3	37 43	52 17
8	50 4	6 25	−21	30 34	4 12	37 57	52 3
12	52 36	6 38	−32	28 45	4 20	38 37	51 23
16	55 11	6 51	−44	26 53	4 28	39 25	50 35
20	57 48	7 5	−57	24 58	4 36	40 30	49 30
24	60 27	7 20	−71	23 0	4 44	41 55	48 5
28	63 10	7 37	−87	20 56	4 51	43 44	46 16
32	66 0	7 55	−107	18 48	5 59	46 2	43 58
36	68 57	8 16	−131	16 32	5 7	48 59	41 1
40	72 7	8 41	−164	14 5	5 15	52 50	37 10

x — Neigung der Normalen des Hilfsspiegels zur Vertikalrichtung (Kippung des Hilfsspiegels).

T_0 — Ablesung des Stundenkreises am Hauptspiegel, wenn das Gestirn im Meridian steht.

(z' und t' — Zenitdistanz und Stundenwinkel des am Hauptspiegel reflektierten Strahles).

($H-H_0$) — Höhendifferenz der beiden Spiegel in cm.

δ_N und t_N — Deklination und Stundenwinkel der nach rückwärts verlängerten Normalen des Hilfsspiegels.

($90°-p$) — Winkel zwischen der Bewegung in Kippung und der täglichen Bewegung auf der Spaltwand.

q — Winkel zwischen der Vertikalrichtung und dem Deklinationskreise des Gestirns auf der Spaltwand.

Bei östlichen (negativen) Azimuten des Cölostaten sind die Größen T_0, t_N, p und q mit entgegengesetztem Vorzeichen zu nehmen.

Ein dem oben Geschilderten ganz ähnliches graphisches Verfahren kann über die ebenso wichtige Frage Aufschluß geben, welchen Teil des vom Hauptspiegel reflektierten Lichtes der Hilfsspiegel bei einer gegebenen Lage des Cölostaten aufzufangen im-

stande ist. Dazu brauchen wir nur den Hilfsspiegel auf die zu den reflektierten Strahlen senkrechte Ebene zu projizieren. Da in diese Ebene der Querschnitt des Lichtstrahlen-Zylinders natürlich genau dieselbe Gestalt haben muß wie in der zu den einfallenden Strahlen senkrechten Ebene, kann die oben benutzte erste Ellipse mit den Hauptachsen D_1 und $D_1 \cos r$ ohne jede Änderung übernommen werden. Da bei richtiger Einstellung des Cölostaten der an der Mitte des Hauptspiegels reflektierte Strahl den Mittelpunkt des Hilfsspiegels treffen muß, wird ferner auch der Mittelpunkt der Projektionsellipse des Hilfsspiegels auf die zu den reflektierten Strahlen senkrechte Ebene mit dem Mittelpunkt der ersten Ellipse, also dem Koordinatenanfangspunkt, zusammenfallen. Die ganze zu lösende Aufgabe besteht daher nur in der Berechnung der kleineren Achse der zweiten Ellipse und ihrer Neigung zur X-Achse des Koordinatensystems. Nun ist aber, da die Reflexion am Hilfsspiegel in einer Vertikalebene erfolgt, die Neigung der Normalen N des Hilfsspiegels zu den Strahlen einfach gleich seiner Kippung $x = \frac{z'}{2}$. Die Projektionsellipse des Hilfsspiegels auf die zu den vom Hauptspiegel reflektierten Strahlen senkrechte Ebene hat also die Achsen:

$$\alpha' = D_2, \qquad \beta' = D_2 \cos x. \tag{20}$$

Der Winkel zwischen den kleinen Achsen beider Ellipsen ist aber, wie eine Betrachtung der Fig. 3 lehrt, nichts anderes als der Winkel $SS'Z$ der Reflexionsebene zu der durch den reflektierten Strahl hindurchgehenden Vertikalebene. Nennen wir ihn für einen Augenblick χ und bezeichnen ferner den Winkel $SS'P$ der Reflexionsebene mit dem Deklinationskreise des Punktes S' mit ψ, so ist offenbar:

$$\chi = \psi + p.$$

ψ kann aber sofort aus dem Dreieck PKS', oder dem Dreieck PSS' berechnet werden und wird durch eine der Formeln gegeben:

$$\left.\begin{aligned} \sin\psi &= \frac{\sin\left(\frac{t-t'}{2}\right)}{\sin r} = \frac{\cos\delta}{\sin 2r}\cdot\sin(t-t') \\ \cos\psi &= -\operatorname{tg}\delta\,\operatorname{cotg} r \end{aligned}\right\}. \tag{21}$$

Bezeichnen wir in Analogie zu dem Früheren mit Ω' den Winkel zwischen der kleinen Achse β' unserer zweiten Ellipse und der X-Achse des Koordinatensystems (großen Achse a der ersten Ellipse), so ist offenbar

$$\Omega' = \chi \pm 90^0$$

und daher

$$\Omega' = \psi + p \pm 90^0. \tag{22}$$

Die Formeln 20), 21) und 22) gestatten die Berechnung aller für die Konstruktion der zweiten Ellipse erforderlichen Elemente. Sind diese bekannt, so legt man die durchsichtige Fig. 9b auf die Fig. 9a, so daß nun die Mittelpunkte beider Figuren zusammenfallen, und dreht erstere, bis die kleinen Achsen der auf ihr gezeichneten Ellipsen mit der X-Achse den Winkel Ω' bilden. Wählt man nun wieder auf der Fig. 9a die Ellipse, welche dem Werte des Reflexionswinkels r entspricht, auf der Fig. 9b aber jetzt die dem Werte $i = x$ entsprechende Ellipse, so stellt der gemeinsame Teil der beiden Ellipsenflächen den Querschnitt des vom Hilfsspiegel aufgefangenen, und daher auch des schließlich auf das Objektiv einfallenden Strahlenbündels. Zeichnet man

noch um den Mittelpunkt einer der beiden Figuren einen Kreis mit dem Radius der Objektivöffnung (der punktierte Kreis auf Fig. 9b), so lehrt die unmittelbare Anschauung der beiden übereinander gelegten Figuren, ob die Ausleuchtung des Objektivs eine vollständige ist, und die Ausmessung des eventuell nicht ausgefüllten Teiles gestattet den eintretenden Lichtverlust abzuschätzen.

Die Berechnung der Tabellen haben Herr Dr. v. Klüber und Herr stud. astr. Delbrück übernommen, wofür ich ihnen meinen Dank ausspreche.

Turmteleskop der Einsteinstiftung,

Astrophysikalisches Observatorium, Potsdam.

Das Vektor-Präzisionsscheibenplanimeter.

Von

Vereidetem Landmesser **J. Schnöckel**, s. Z. Assistent für Geodäsie an der Landwirtschaftlichen Hochschule in Berlin.

Dieses neue, außerordentlich handliche Planimeter[1]) dient zur Flächenberechnung gerad- oder krummlinig begrenzter Figuren auf Karten und erfüllt die denkbar höchsten Genauigkeitsansprüche, indem es die Ablesung des einzelnen Quadratmillimeters ermöglicht, was bis heute nur mit den ungemein kostspieligen Präzisions-Roll- und Scheibenplanimetern zu erreichen war. Zur Beurteilung der Genauigkeit ausgeführte größere Berechnungen ergaben bei einmaliger Befahrung der Figuren nur fehlerhafte Abweichungen von etwa $^1/_{10}$ des nach der Tafel der preußischen Katasteranweisung II zulässigen Betrages.

Beschreibung.

Das Instrument ist etwa $^1/_4$ m lang und besteht aus der geteilten, durch ein transparentes Zelluloidblatt geschützten Scheibe AA' mit Achszapfen und Polspitze C und der durchsichtigen Zelluloidplatte BB. Sie bedeckt die erstere zum Teil und ist im Pol C durch einen auf einem Achszapfen sitzenden Knopf (Handgriff) so fest gegen die Scheibe geklemmt, daß beide nur mit einem gewissen Druck gegeneinander drehbar sind. Die Platte trägt ein Zählrad D und zwei seitlich aufgeschraubte Metallschienen $E''EE'$, welche der Schlittenlupe L als Gleis dienen. Auf die Karte gelegt ruht das Planimeter auf der Polspitze C und den beiden verstellbaren Fußschrauben E'. Dreht man es mittels einer dieser als Handgriff dienenden Schrauben um die ein wenig ins Papier eindringende Polspitze C, so erscheint die in der Abbildung dargestellte Figur unter einer Gravierung des Plattenteils $EEE'E'$ in numerierte, von einer gravierten Geraden, der Vektorlinie FF', geschnittene Kreisringstücke zerlegt. Die — vollen — Ringe sind konstruktiv flächengleich (4000 qmm), so daß sie mit wachsender Entfernung vom Pol schmäler werden. Ein Maß für den Flächeninhalt der Ringstücke bilden daher deren Zentriwinkel[2]), welche durch Einstellen der Vektorlinie unter Drehung des Instruments nach folgendem, einfachen Befahrungsprinzip mechanisch auf die Scheiben- und Zählradteilung übertragen werden, so daß am Ende der Flächeninhalt der ganzen Figur abgelesen wird.

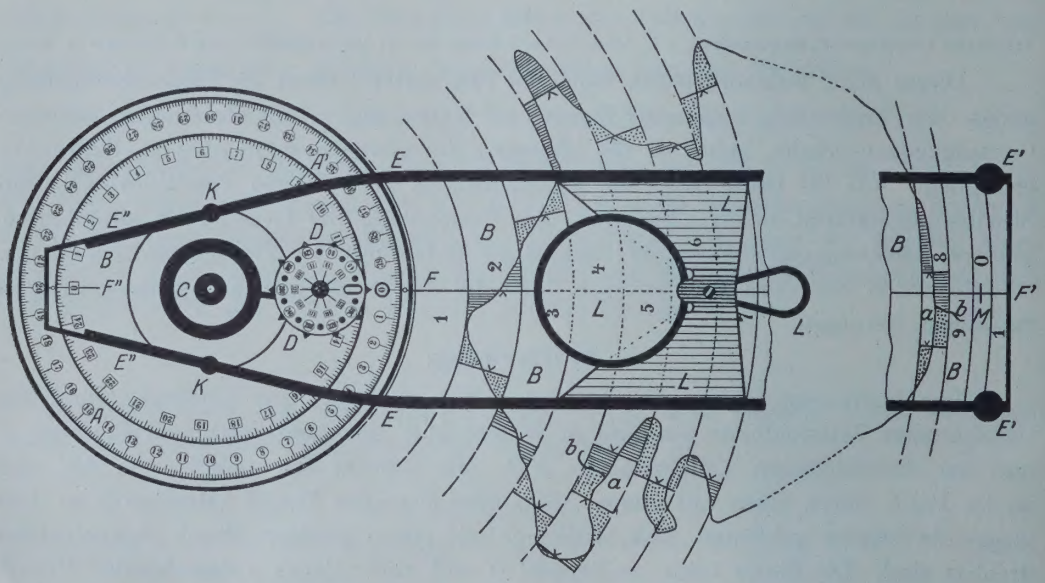
---

[1]) Das Instrument ist zum Patent angemeldet, Prospekte können vom Verfasser, Mathematisch-mechanisches Institut, Berlin O. 34, Weidenweg Nr. 23, kostenlos bezogen werden.

[2]) Einer Planimeterharfe vergleichbar, wie sie jeder Fachmann kennt, die aber mit einem auf die Karte geklappten sog. Additionszirkel usw., dessen Schenkel hier die Vektorlinie ersetzt, verbunden zu denken ist.

Gebrauchsanweisung.

Man stellt (z. B. im Kartenmaßstab 1 : 1000) zunächst das Zählrad und dann durch Linksdrehen der Scheibe die äußere Teilung (umrundete Bezifferung) mit Null[1]) auf den Indexstrich F der Platte ein. Am bequemsten ist es, das Planimeter so auf die Karte zu stellen, daß die Scheibe links oder rechts von der zu berechnenden Figur liegt. Die Vektorlinie FF' läßt man möglichst in den größten Durchmesser fallen und sorgt dafür, daß eine der gravierten Kreislinien — gleichgültig welche — die Figurengrenze berührt und die übrigen beim Drehen um den Pol die Begrenzung nicht zu spitz[2]) oder gar nicht schneiden. Nun beginnt die „Befahrung". Durch weiteres Drehen des Instruments bringt man die Nummer des ersten in die Figur fallenden Ringes (in der Abb. Ring 2) ungefähr über seine linke (vom Pol gesehen) Grenze und dreht dann noch langsam ein wenig weiter, bis die Vektorlinie diese Ringgrenze ausgleicht (kurzer Vollstrich mit Klammer in der Abbildung), d. h. bis die beiden nach



Augenmaß flächengleichen, kleinen, schraffierten Dreiecke entstehen. Dann greift man (bei links von der Figur liegender Scheibe) mit der linken Hand, ohne den Polknopf zu berühren, über ihn hinweg, drückt die Scheibe etwa in A mit dem Daumen und in A' mit dem Zeigefinger[3]) fest auf die Karte, dreht die Platte BB bis Ringnummer 2 oberflächlich über die rechte Ringgrenze tritt und weiter, bis die Vektorlinie die Grenze ausgleicht, wobei die punktierten[4]) Dreieckchen entstehen. Die Finger werden nun von der Scheibe abgehoben und die Befahrung von Ring 2 ist beendet, worauf man sofort in ganz analoger Weise das nächste Ringstück befährt. Also, kurz gesagt, oberflächliches Einstellen der Ringnummer 3 über dem linken (vom Pol gerechnet) Grenzzug, all-

[1]) Feineinstellung auf die Mitte eines kleinen Kreises am Rand.

[2]) Die Abbildung zeigt das Instrument absichtlich nicht in dieser „günstigsten Anlage" (z. B. Ring 4, 5, 8), weil gezeigt werden soll, daß es auch, beliebig aufgestellt, streng richtig arbeitet. Sobald man mit dem Prinzip vertraut ist, sieht man auf den ersten Blick, welches die zweckmäßigste Aufstellnng des Planimeters ist.

[3]) Der Zweck ist absoluter Stillstand von Pol und Scheibe bei der nachfolgenden Drehung. Bei weniger hohen Genauigkeitsansprüchen genügt es, nur an einer Stelle auf die Scheibe zu drücken.

[4]) Schraffierung und Punktierung dienen natürlich hier nur Demonstrationszwecken.

mählicher Übergang in die ausgleichende Vektorstellung, Scheibenarretierung, dann unter Drehen der Platte ungefähres Einstellen der Ringnummer rechts[1]), langsames Übergehen zur Vektoreinstellung rechts und Aufgabe der Scheibenarretierung. Nur zum Verständnis sei hier erwähnt, daß jetzt eine Ablesung der Scheibenteilung am Index F die Flächensumme von Ringstück 2 und 3 ergeben würde. Für das Ringstück 4 sei bemerkt, daß das äußere, rundliche Reststück (schraffiert) gleich der Summe der beiden inneren ist, so auch bei Ring 6 rechts (vom Pol gesehen), wo der Einfachheit halber noch ein Splitter (punktiert) von Ring Nr. 7 mitgegriffen ist. Beim Ring 5 und beim letzten Ring 8 bietet sich der meist durch günstigere Planimeteraufstellung zu vermeidende Fall, daß die Figurengrenze zwischen der Gravierung dahinläuft. Hier hilft man sich leicht, wenn man durch einen kurzen Bleistiftstrich $a\,b$ auf dem Kartenpapier die Grenze mit der benachbarten Kreislinie verbindet. Wie die schraffierten und punktierten kleinen Reststücke zeigen, läßt sich dann mit der Vektorlinie stets eine Ausgleichung der Ringgrenzen erreichen, um die der Deutlichkeit halber hier in Klammern geschlossenen Ringstücke unter Arretieren der Scheibe nach dem eingangs erörterten Prinzip zu befahren. Nach Vornahme einiger Übungsbeispiele wird der Rechner die Handgriffe beim Arretieren der Scheibe usw. mechanisch ausführen, so daß er sein ganzes Augenmerk auf die genaue Einstellung der Vektorlinie über den Ringgrenzen richten kann.

Nach Befahren des letzten Ringes liest man das Resultat, den Flächeninhalt der ganzen Figur, an dem auf der Karte ruhenden oder auch von ihr abgehobenem Planimeter ab. Zählrad- und Scheibenablesung sind im Kopf zu addieren. Zeigt der Index F z. B. am Zählrad zwischen die umrundeten Ziffern 120 und 160, an der äußeren Scheibeneinteilung zwischen die ebenfalls umrundeten Ziffern 34 und 35, so liest und rechnet man $120 + 34 = 154$ und hängt die Ablesung an der Unterteilung (zwischen der 34 und 35) z. B. 67 an, liest also 15467 qm im Maßstab 1 : 1000 ab, wobei die letzte Zahl (7) in einem etwa $^3/_4$ mm breiten Intervall mit hinreichender Sicherheit geschätzt ist. In 1 : 2000 resp. 1 : 500 ist das Resultat noch mit 4 resp. $^1/_4$ zu multiplizieren. War dagegen der Kartenmaßstab 1 : 2500, so verdeckt man vor der Befahrung der Figur durch Drehen des transparenten Schutzplättchens die äußeren, umrundeten Ziffern des Zählrades mit den 10 Monden des ersteren, stellt das Rad mit Null auf den Index F und dann durch Linksdrehen die innere Scheibenteilung mit der eingeeckten Null auf den äußeren Indexstrich F''. Die nach der Befahrung in analoger Weise vorzunehmende Ablesung (eingeeckte Bezifferung) ist zu verzehnfachen, um den Flächeninhalt in 1 : 2500 zu erhalten und im Kartenmaßstab 1 : 1250 noch durch 4 zu dividieren.

Schlußbemerkungen.

Der Abstand der Polspitze C (bei Einstellung der Scheibenteilung auf 0) beträgt von der Marke M in dem (schmalen) Ring 0 genau 200 mm, sofern nicht durch Temperatureinflüsse, Transport usw. eine kleine Änderung eingetreten ist, die eine Justierung erforderlich macht. Zur Prüfung kann man das Planimeter auf den Rücken legen und mittels Metallmaßstabes den Abstand kontrollieren. Nötigenfalls löst man

[1]) Das für Überschlagsrechnungen entbehrliche oberflächliche Einstellen der Ringnummern bezweckt durch verlangsamtes Übergehen zur Vektoreinstellung eine durch die wechselseitige Nummerstellung zur Vektorlinie hervorgerufene Änderung des Drehungssinnes bei ihrer Feineinstellung auf die Grenzen, wodurch kleine, einseitig wirkende Fehlerquellen ausgeschaltet, also die Resultate wesentlich verbessert werden.

die Schräubchen K, wodurch sich die Scheibe mit Knopf und Polspitze gegen die transparente Platte verschieben läßt. Besitzt die Karte ein Quadratnetz und will man das Instrument auf den jeweiligen, durch Papiereinschwand resp. Dehnung etwas veränderten Kartenmaßstab einstellen, so gibt man dem Abstand CM anstatt 200 mm die vorher abzumessende mittlere Länge von zwei Quadratnetzseiten[1]). Die Prüfung usw. läßt sich auch an dem aufrechtstehenden Planimeter leicht vornehmen, indem man die Marke M über eine Netzecke und die Vektorlinie über die Netzseite bringt, dann das Instrument um den Polstift dreht, bis die Vektorlinie wieder über die Netzseite fällt und (mit aufgesetzter Schlittenlupe) feststellt, ob die Marke M über die (0,40 m von ersterer entfernte) Netzecke fällt. Zeigt sich eine Differenz, so drückt man mit den Fingern die Scheibe fest auf die Karte, beseitigt die halbe Differenz durch Verschieben der transparenten Platte[2]) und zieht die Schrauben K mit dem beigegebenen Schraubenschlüssel wieder an. Fehlt der Karte ein Netz, so setzt man die 400 mm lange Strecke mittels Sägeblattes zu diesem Zweck ab. Zieht sich die Zelluloidplatte, so kann einer daraus entstehenden geringen Krümmung der Metallschienen durch Handdruck entgegengewirkt werden.

Bei kleinen Figuren wird auf die Einstellung des Zählrades verzichtet. Man verwendet bei hohen Genauigkeitsansprüchen zweckmäßig die beigegebene zeltartige, lichtstarke Schlittenlupe L zur scharfen Einstellung der Vektorlinie auf die Ringgrenzen sowie zum Ablesen. Ihre transparenten biegsamen Zelluloidflügel haften, wie die Abbildung zeigt, federdruckartig zwischen den Schienen EE' der Platte, so daß sie sich beim Befahren der Figuren bequem über der Gravierung verschieben läßt. Bei einer eventuellen zweiten Berechnung kann man den Teilkreis (um ca. zwei rechte Winkel) also den Index F statt auf 0 auf die umrundete 20 resp. den Index F'' auf die eingeeckte 12 verstellen, gibt dem Instrument eine neue günstige Anlage, zieht aber von der Endablesung 2000 resp. 1200 ab. Das Mittel aus diesen beiden Kompensationsmessungen ist dann frei von jeglichen Instrumental-(Exzentrizitäts-)fehlern. Zu große oder ungünstig geformte Figuren zerlegt man durch eine Bleistiftlinie, wählt für jedes Teilstück eine günstige Instrumentenstellung und liest erst nach Befahrung aller Stücke ab, da beim Versetzen des Planimeters die Indexstellung sich nicht ändert wie bei anderen Planimetern. Man erhält daher auch die Flächensumme getrennt liegender Figuren, z. B. bei der Einschätzungsberechnung nach Klassen usw. ohne jede Zwischenablesung. Übrigens ergeben die ersten (breiten) Ringe der Gravierung fast ebenso genaue Resultate als die letzten nur 3 mm breiten, weil das Auge beim Schätzen kleiner flächengleicher Restfiguren bekanntlich ungemein scharf sieht.

Der Polknopf, welcher seitlich einen Stift zum Antrieb des Zählrades und eine Schraube trägt, ist nach Lösen der letzteren abnehmbar, so daß zwischen Scheibe und Platte auch andere Teilkreise oder eine neue Schutzplatte eingelegt werden können. Eine abgebrochene Polspitze wird nach Lösen der oberen Kopfschraube und Umkehren des Planimeters zum Herausfallen gebracht und aus dem Vorrat ersetzt.

Abgesehen von der mit dem neuen Instrument erreichbaren, außergewöhnlich hohen Genauigkeit erzielt man nach kurzer Übung auch eine größere quantitative Leistung als mit den bekannten Planimetern.

---

[1]) Eine Abweichung von $^1/_{10}$ mm beeinflußt die Flächenangaben des Planimeters nur um $0{,}1\,^0/_0$.

[2]) Wiederholt man diese Probe in der zur ersten senkrechten Ordinatenrichtung, so wird sich keine Abweichung mehr finden, falls die Karte sich in beiden Richtungen gleichmäßig gezogen hat, andernfalls ist die Platte noch um ein geringes, und zwar um ein Viertel der sich zeigenden Differenz, gegen den Pol zu verschieben.

Seismophon und neuer Seismograph, zwei Erschütterungsmesser.

Von
Dr. **Paul Duckert**, Preuß. aeronautisches Observatorium Lindenberg.

Es wird von jeher angestrebt, möglichst empfindliche Instrumente zur Messung kleinster Erschütterungen des Erdbodens und auch der Luft zu erhalten. Das Problem hat schon weitgehende Lösungen gefunden, Seismographen, Variographen und ähnliche Instrumente sind konstruiert und in Betrieb genommen. Immerhin ist ein modernes seismisches Instrumentarium sehr kostspielig und vor allem auch nicht jedem zugängig. Auch die Umsetzung der Schwingungen in eine niederschreibbare Bewegung ist wegen der starken notwendigen Übersetzungen keineswegs einfach zu nennen.

Anläßlich der Verfolgung von Sprengungen größeren Stiles in Hinblick auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in Luft und der Explosionswellen in der Erde am Observatorium Lindenberg interessierte es nun festzustellen, ob und wann Erd- und Schallwellen vom Explosionsherd bei uns eintrafen. Mit Schallregistrierapparaten war das Observatorium hinreichend versehen, nicht aber mit einem Erschütterungsmesser. Ich unternahm es daher, einen Meßapparat für diese Untersuchungen zu improvisieren. Bei diesen Versuchen gelang es mir, für die Sprengung am 18. Dezember 1925 ein ganz brauchbares Instrumentarium zu entwickeln, welches geeignet ist, Erschütterungen von äußerst geringer Amplitude, seien es nun Erderschütterungen oder Luftschwankungen, nachzuweisen und hörbar zu machen.

Das Prinzip beruht auf einem in der Hochfrequenztechnik naheliegenden Gedanken. Ein elektrischer Schwingungskreis, bestehend aus einer Selbstinduktion L und einer Kapazität C und daher einer Wellenlänge λ, bzw. einer Frequenz der Schwingungen N, wird erregt, und dazu verwendet, Schwingungen auszustrahlen. Ein zweiter Sender (Überlagerer) strahlt eine Hilfsfrequenz N_1 von der Wellenlänge λ_1 aus. Ein Empfänger endlich dient dazu, die entstehenden Interferenzen von der Frequenz $N - N_1 = n$ hörbar zu machen.

Wird jetzt die Wellenlänge eines der beiden Kreise geändert, so wird die entstehende Frequenz, beispielsweise N, sich in $N + \delta N$ verändern und daher der hörbare Interferenzton statt $N - N_1 + \delta N$ Schwebungen enthalten, also sich in der Tonhöhe ändern. Die dazu notwendige Änderung der Wellenlänge λ kann beispielsweise durch eine Änderung der Kapazität C geschehen. Die für uns zunächst allein verwendete Änderung der Kapazität besteht in folgendem. Zwei Metallplatten, deren jede die Oberfläche F besitze, stehen in einem Abstande e einander gegenüber. Als Dielektrikum käme Luft in Frage, deren Dielektrizitätskonstante $k = 1$ gesetzt sei. Die resultierende Kapazität ist gegeben durch

$$C = \frac{F}{4\pi k \cdot e} \qquad 1)$$

(alle Einheiten im c. g. s.-System). Eine Änderung von e bewirkt eine entsprechende Änderung von C, die sich leicht wie folgt bestimmt

$$\delta C = -\frac{4\pi k \cdot F \cdot \delta e}{16\pi^2 k^2 \cdot e^2},$$

$$\delta C = -\frac{C}{e}\delta e. \qquad 1a)$$

Betrachtet man nun die Näherungsformel für die Bestimmung von λ aus C und L

$$\lambda = 2\pi\sqrt{LC} \qquad 2)$$

(alles in c. g. s.-Einheiten), so sieht man ebenso, daß einer Änderung von C eine solche von λ zugeordnet ist, die sich aus der Beziehung ergibt

$$\delta\lambda = \frac{\pi}{\sqrt{C \cdot L}} \cdot L \cdot \delta C$$

$$\delta\lambda = \frac{2\pi^2 L}{\lambda} \cdot \delta C . \qquad 2a)$$

Hieraus folgt leicht durch Kombination von 1a) und 2a)

$$\delta\lambda = -\frac{2\pi^2 L \cdot C}{e \cdot \lambda} \cdot \delta e = -\frac{\lambda^2}{2 e \lambda} \cdot \delta e$$

$$\delta\lambda = -\frac{\lambda}{2e} \delta e . \qquad 2b)$$

Es ist sicher bequemer, anstatt mit der Wellenlänge, mit den Schwingungszahlen direkt zu operieren; die Einführung von N geschieht wegen der bekannten Beziehung

$$N \cdot \lambda = \text{const} \qquad 3)$$

vermittels

$$N\delta\lambda + \lambda\delta N = 0$$

durch

$$\delta N = -\frac{N}{\lambda} \delta\lambda , \qquad 3a)$$

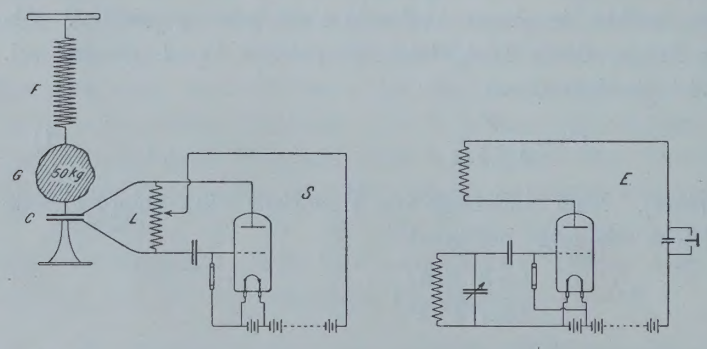
so daß endlich

$$\delta N = \frac{N}{2e} \cdot \delta e \qquad 3b)$$

folgt.

Diese Gleichung gibt nun einen brauchbaren Weg an, sie gibt eine Beziehung zwischen der Änderung der Entfernung der beiden Kondensatorplatten, dieser Entfernung und der Frequenz und ihrer Änderung an. Machen wir nun $N - N_1 = 0$, so wird zunächst keine Schwebung bemerkbar werden, hingegen sobald eine Erschütterung auf den Kondensator ausgeübt wird, macht sich auf dem Umwege über δe das δN bemerkbar und wird wegen $N + \delta N - N_1 = \delta N$ Schwebungen hervorrufen.

Ein derartiges Plattensystem, welches als Kondensator eines Hilfssenders fungierte, wurde nun als Indikator verwendet. Die für die Versuchssprengung vom 18. Dezember 1925 verwendete Apparatur war eine Art Vertikalseismometer. An einer starken Feder hing eine Masse von ca. 50 kg, die mit der einen Kondensatorplatte fest verbunden war. Ihr gegenüber in geringem Abstande befand sich eine zweite Platte, die in fester, aber elektrisch isolierter Verbindung mit dem Erdboden stand. Das Plattensystem bildete den Kondensator eines Hilfssenders, während Überlagerung und Empfang der Einfachheit halber mit einem Schwingaudion geschah. Auch wurde zunächst im Ruhezustand ein hörbarer Überlagerungston von ca. 1000 Frequenzen eingestellt. Trat nun eine geringe Änderung des Plattenabstandes e ein, so wurde das bekannte Rückkopplungs-



pfeifen hörbar, es trat also eine Änderung der Hörfrequenz ein (Seismophon). Fig. 1 möge eine rein schematische Schaltungsmöglichkeit geben.

Die Verfolgung der Sprengung übertraf die gehegten Erwartungen weit. Es gelang nicht nur mit einer äußerst behelfsmäßigen Apparatur die Erdwellen der allerdings verhältnismäßig nahen Erschütterung wahrzunehmen, sondern sie sogar laut und deutlich im Experimentierraum hörbar zu machen (Seismophon). Infolge der primitiven Aufstellung in einem Holzhaus wurden auch die mit den Schallwellen verbundenen Druckwellen der Luft von der Apparatur angezeigt, wahrscheinlich durch direkte Übertragung von den Holzwandungen her. Nähere Einzelheiten sollen der Gesamtpublikation und des gesamten Sprengmaterials durch das Aeronautische Observatorium Lindenberg vorbehalten bleiben.

In kleinen Laboratoriumsversuchen wurde der Indikator auch an einem improvisierten Horizontalpendel angebracht und zeigte auch dort, wie erwartet, Verwendbarkeit, um so mehr da ja zunächst noch durch irgend eine Hebelübertragung die wirkliche Verschiebung der Platten gegeneinander erheblich vergrößert werden kann.

Leider war es bei der ersten Sprengung infolge Instrumentenmangels nicht möglich, schon auf eine Registrierung auszugehen. Dieselbe ist aber mit einem Oszillographen durchaus möglich, wie ja auch ohne weiteres einleuchtet. Der Ausbau einer Registriereinrichtung ist in Angriff genommen und wird dank der Unterstützung der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft hoffentlich bald in Betrieb gesetzt werden können. Laboratoriumsmäßig ist sie gesichert.

Ein ursprünglich dahingehender Versuch, direkt die Änderung der Anodenstromstärke des Empfangsstroms bei Verwendung der Verstimmung zweier höchst selektiver Schwingungskreise zu registrieren, wurde zunächst verlassen, da die obige Methode bedeutend empfindlicher zu werden versprach, wenngleich sie auch schwieriger zu bewältigen ist.

Es sei hier noch kurz erwähnt, das das Anwendungsbereich dieser Art Indikatoren ein recht großes ist, und ich halte es für durchaus günstig, auch die bestehenden Seismographen mit einer derartigen Registriervorrichtung auf ähnlichem Prinzip zu versehen, da m. E. dadurch die Empfindlichkeit bedeutend gesteigert werden kann. Durch Anbringung von zwei oder mehr Indikatoren an einer einzigen Ruhemasse kann beliebig in zwei oder mehr Koordinaten registriert werden.

Auch Luftdruckwellen auf Membraninstrumente, Fensterscheiben und ähnliche sind einer Verstärkung auf diese Art leicht zugänglich.

Allerdings darf eins nicht verkannt werden: die drahtlose Apparatur bedarf einer außerordentlich sauberen und vorsichtigen Ausführung und Dimensionierung, damit die an und für sich leicht möglichen, allerdings sehr geringen Frequenzschwankungen, die durch die Röhre veranlaßt werden können, vermieden werden. Eine einfache Ausführung, etwa nach Art der Radioempfänger, liefert unter Umständen ungünstige Resultate.

Lindenberg, 31. Dezember 1925.

Ein neues Photometer ohne diffus zerstreuenden Schirm.

Von
C. Perucca in Turin.

Als ich eine lange Reihe von photometrischen Messungen an Automobilscheinwerfern auszuführen hatte, wurde ich auf die Ausführung eines Photometers gelenkt, welches sehr schnelle Messungen von Lichtstärken vorzunehmen gestattet. Die Lichtstärken waren sehr verschieden, in meinem Falle lagen sie zwischen 0,01 Lux und einigen Zehnern Lux. Selbst bei Messung der größten Lichtstärken wurde das Auge nicht übermäßig ermüdet. Der hierfür ausgeführte Apparat unterscheidet sich mehrfach von den anderen bis jetzt beschriebenen Photometern. Ich will daher die charakteristischen Eigenschaften desselben anführen.

Das Photometer besitzt keinen diffus zerstreuenden Schirm im Strahlengange der zu messenden Lichtquelle. Es ist ähnlich wie einige bereits bekannte[1]) Photometer gebaut, besonders aber wie ein erst kürzlich von M. Blondel[2]) beschriebenes.

Das von der Lichtquelle (in meinem Falle ein je nach Größe 50 oder 100 m entfernter Scheinwerfer) kommende Strahlenbündel wird durch die Linse L_1 (Fig. 1) auf ein System von zwei Nikolschen Prismen P_1 und P_2 vereinigt.

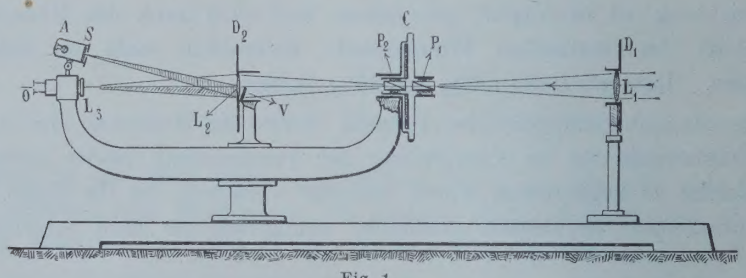


Fig. 1.

Die Drehung der Prismen P_1 zu P_2 wird durch einen in der Ansicht Fig. 2 sichtbarer Hebel bewirkt. Sie wird ausgeführt durch den Beobachter, der die Stärke des aus den Prismen kommenden Lichtstrahlbündels zu ändern wünscht, während er im Punkte O beobachtet. Das heraustretende Strahlenbündel wird durch die Linse L_2 gesammelt und vereinigt sich hiernach in der Eintrittspupille OL_3. Nahe L_2 befindet sich eine schwarze Glasplatte V, welche die Hälfte der Beobachtungsfläche (das Loch der Blende D_2) bedeckt. Die Platte V, deren Rand sehr sauber geschnitten ist, bildet einen solchen Winkel mit der Apparatachse, daß das von der Normallampe A ausgehende Strahlenbündel sich in der Eintrittspupille OL_3 vereinigt, nachdem es zunächst durch eine mit einer Milchglasscheibe versehene Blende diffus gemacht, dann durch L_2 vereinigt, von der Platte V zurückgeworfen und schließlich von neuem durch L_2 gesammelt wird.

Der Beobachter sieht das Feld in zwei Teile 1 und 2 geteilt, die durch eine sehr feine Linie getrennt und gleichmäßig beleuchtet sind, z. B. Teil 1 durch die Normallampe, Teil 2 durch die zu untersuchende Lichtquelle.

---

[1]) Farbry und Buisson, *Rev. d'Opt.* **1**. *S. 1. 1922, diese Zeitschr.* **42**. *S. 313. 1922*; Gehlhoff und Schering, *Zeitschr. f. techn. Phys.* **1**. *S. 240. 1922, diese Zeitschr.* **42** *S. 312. 1922.* Karrer und Poritzky, *Journ. opt. Soc. Am.* **8**. *S. 355. 1924, diese Zeitschr.* **44**. *S. 423. 1924.*

[2]) *Compt. Rend.* **181**. *S. 310. 1925.*

Eine weitere Verbesserung erreichte ich, indem ich die Platte V, welche die Hälfte des Feldes bedeckt, durch eine dünne schwarze Glasplatte mit zwei parallelen, sehr sauberen Grenzflächen ersetzte, so daß nur die Mitte des Beobachtungsfeldes bedeckt wurde. Letzteres ist also in drei Teile geteilt: ein mittlerer Teil, der von der kleinen Platte herrührt, und zwei Seitenteile, die gleichmäßig durch die zu messende Lampe beleuchtet werden. Das Beobachtungsfeld ist also ähnlich wie das im Lippichschen Polarimeter mit zwei kleinen Nikols.

Die Messungen mit dem in meinem Laboratorium gebauten Apparate (s. Fig. 2) waren auf 1 % genau, selbst bei sehr schwachen Lichtstärken von einigen Hundertstel Lux. Diese neue Methode, aneinandergrenzende Felder zu bekommen, leistet dasselbe wie das Doppelprisma von Lummer und Brodhun, ist sogar ökonomischer

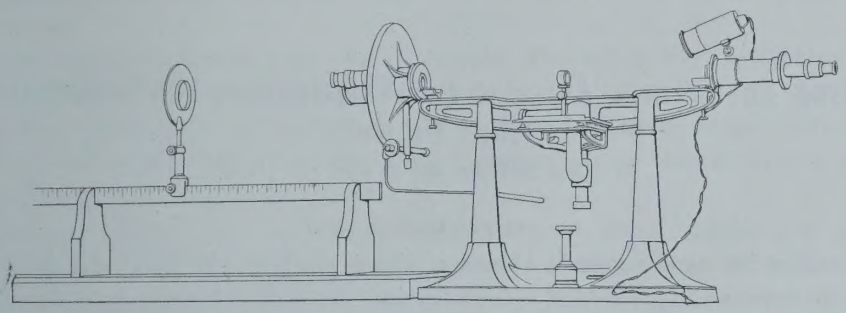


Fig. 2.

Die Normallampe A und der Streuschirm S müssen derartig eingestellt sein, daß das Feld 1 mit der für die auszuführenden Messungen und für das Auge des Beobachters zuträglichsten Lichtstärke beleuchtet wird. Dann jedoch darf die Beleuchtung des Feldes 1 sich nicht ändern, sie muß während aller Messungen konstant gehalten werden. Jede Messung wird dann zurückgeführt auf eine Drehung des Prismas P_2 bis zu dem Punkte, wo beide Felder gleich stark beleuchtet sind. Ein Präzisions-Ampere- und Voltmeter dienen zum Konstanthalten der Normallampe. Die Apparatur ist also geeicht.

Die kleinste Lichtstärke von L_1, die mit diesem Photometer gemessen werden kann, hängt von der Brennweite von L_1 und der Lichtstärke des Feldes 1 ab. Wie bereits gesagt, wurde mit diesem Apparat im Minimum eine Lichtstärke von 0,01 Lux gemessen, aber man kann bequem viel kleinere Lichtstärken messen[1]), durch passende Einstellung der Lampe A, der Blende und des Streuschirmes S, ferner durch passende Wahl der Brennweite von L_1.

Das Photometer ist, wenigstens theoretisch für die Messung großer Lichtstärken unbegrenzt verwendbar, aber es ist dabei zu beachten, daß der Winkel, den die Polarisationsebenen von P_1 und P_2 miteinander bilden, kleiner oder beinahe 1^0 ist. Die Apparatur kann sowohl als Luxmeter (Messung der Lichtstärke) als auch als Photometer (Messung der Helligkeit) benutzt werden, vorausgesetzt, daß die Bildebene der vom Objektiv L_1 entworfenen, zu messenden Lichtquelle konstant ist und daß die Dimensionen der Prismen und Blenden der Apparatur im Verhältnis zu den Dimensionen der zu messenden Lichtquelle ausreichend sind.

Das soeben beschriebene Photometer weist also folgende charakteristische Eigenschaften auf: 1. Man kann selbst sehr schwache Lichtstärken messen, weil sich in dem

[1]) Vgl. Gehlhoff und Schering, a. a. O.

Strahlengang von der zu messenden Lichtquelle kein diffus streuender Schirm befindet; 2. Selbst bei den ungünstigsten Bedingungen der zu messenden Lichtquelle bekommt man die gleiche Helligkeit im Beobachtungsfelde; 3. Man kann Lichtstärken verschiedenster Größen messen. In meinem Falle betrug das Verhältnis 1 zu 4000.

Dieser letzte Punkt ist charakteristisch für die Photometer, die Nikolsche Prismen verwenden. Bei dem besprochenen Photometer wurde er jedoch nicht vollständig ausgenutzt, denn man legte mehr Wert auf den zweiten Punkt, durch den eine größere Homogenität und Schnelligkeit der Messungen erzielt wurde.

Turin, November 1925.

Physikalisches Laboratorium der Techn. Hochschule.

Nachtrag zu meinem Aufsatz: Die Voigtländersche Werkstätte und ihre Umwelt

in *dieser Zeitschr.* **45.** *S. 436, 470. 1925.*

Von
M. von Rohr in Jena.

Zunächst ist zu der großen Aktensammlung von Herrn H. Harting zu bemerken, daß sie im Selbstverlag von der Braunschweiger Aktiengesellschaft von Voigtländer und Sohn besonders herausgegeben worden ist. Der Titel ist unverändert geblieben und lautet Harting, H., Zur Geschichte der Familie Voigtländer, ihrer Werkstätten und ihrer Mitarbeiter. 64 S. kl. 8^0 mit neun unbezifferten Abbildungen und zwei eingefalteten Tafeln.

Da die Seitenziffern des ursprünglichen Druckes nicht kenntlich gemacht sind, so wird die folgende Vergleichung dem Leser der Neuausgabe willkommen sein, der meine Ausführungen aus dem Erstdruck schnell verwerten will.

Zusammenstellnng der Seitenzahlen.

CZ 1924. **45**	Neudruck	CZ 1925. **46**	Neudruck
166	3, 4, 5	38	32, 33, 34, 35
168	6, 7, 8, 9	66	35, 36, 37, 38
170	5, 10, 11, 12	67	38, 39
241	13, 14	80	39, 40, 41
242	14, 15, 16, 17	82	41, 42, 43, 44
254	17, 18, 19, 20	84	44, 45, 46
255	20, 21, 22	121	46
256	22, 23	122	46, 47, 48, 49, 50
		123	50, 51
CZ 1925. **46**		124	52, 53
18	23, 24, 25	139	54, 55, 56
20/21	Tafel hinter 24	140	55, 56, 57
22	25, 26, 27, 28	155	57
23	28, 29	156	58, 59, 60
36	29, 30, Tafel hinter 32	167	60, 61, 62
37	30, 31, 32	168	62, 63, 64

Zu dem Inhalt des sehr zierlich ausgestatteten Heftchens sind weiter keine Bemerkungen zu machen, da es sich ja um einen unveränderten Neudruck des alten Textes handelt.

Im Zusammenhang mit der Sammlung Voigtländerscher Akten ist auch einer

Arbeit zu gedenken, die ich[1]) vor kurzem habe fortgehen lassen. Daselbst werden zu der auf S. 453 nur eben erwähnten Dietzlerschen Preisliste vom Jahre 1862 einige Bemerkungen gemacht, da man daraus auf die Herstellgewohnheiten der damaligen Optiker, auf Petzvals gelegentliche spätere Arbeiten für Dietzler und auf eine kleine Erfindung dieses Mannes Schlüsse ziehen kann. Die schöne Petzvalsche Bildnislinse ist, wie sich ohne jeden Zweifel feststellen läßt, von den Optikern jener Zeit übel mißhandelt worden, zum größten Teil wohl deshalb, weil Petzval niemals die Herstellung von Aufnahmelinsen wirklich geleitet hat.

Es soll hier auch noch die Mitteilung aus einer andern, ganz zuverlässigen Quelle eingeschoben werden, daß W. Fr. Voigtländer später auch zu riesenhaften Bildnislinsen überging und 1873 bestimmt solche von 8 Wiener Zoll (= 21 cm) Durchmesser angeboten hat.

Ferner habe ich mittlerweile das Todesjahr des auf S. 481 erwähnten Wiener Professors J. Pohl mit 1900 feststellen können.

In der Zwischenzeit ist schließlich der ergänzende Aufsatz über H. Zincke gen. Sommer[2]) erschienen, der auf S. 482 Anm. 1 meiner ersten Arbeit bereits als nahe bevorstehend angekündigt worden war.

Der am 20. Juli 1837 in Braunschweig geborene Hans Zincke gen. Sommer wurde mit der im Mai 1845 erfolgenden zweiten Eheschließung seiner Mutter zum Stiefsohn Wilhelm Friedrich Voigtländers. Die Erziehungspläne seines Stiefvaters haben recht häufig gewechselt, und dieser hat eine ganze Reihe ziemlich bald wieder aufgegebener Versuche gemacht, den recht begabten Angehörigen für sein Geschäft auszubilden und zu verwerten, ist aber immer wieder sprunghaft davon zurückgekommen. Man muß von der Arbeitsfähigkeit des jungen Mannes sehr hoch denken, der schon im Jahre 1859, also erst 22 Jahre alt, eine Lehrerstelle am Collegium Carolinum bekleidete; in dieser Anstalt ist er ziemlich rasch bis zum Direktor aufgerückt und hat 1877 ihre Umwandlung in eine technische Hochschule durchgesetzt. Vier Jahre danach ist er von der Leitung zurückgetreten und hat sich 1884 in den Ruhestand zurückgezogen, in dem er ganz seiner großen musikalischen Begabung gelebt hat. Er ist, wie bereits in meinem Hauptaufsatz angedeutet, als Tonsetzer bekannt und geschätzt gewesen und ist am 22. April 1922, fast 85 Jahre alt, in seiner Heimatstadt gestorben.

Sind das die Zahlen und Angaben zu seinem Hauptberuf, so sind an dieser Stelle Mitteilungen zu seinem Nebenberuf wichtiger, der ihm, wie schon bekannt, zur rechnerischen Tätigkeit für seinen Stiefvater führte. Diese Schilderung gibt Herr H. Harting dankenswerterweise zunächst (S. 290) mit Zinckes eigenen Worten, und man lernt einen ruhig denkenden, seine kühle Behandlung mit bemerkenswerter Zurückhaltung tragenden Mann aus diesen Worten kennen. Sie sind offenbar aus einem gewissen Zeitabstande niedergeschrieben, so daß die folgende klarstellende Bemerkung zu S. 290f. nicht ganz unnötig sein mag.

Wilhelm Friedrich Voigtländer hatte schon um das Ende 1857 die Petzvalsche Landschaftslinse von 1856 als „einen alten Bekannten“ begrüßt und war seiner Sache so sicher gewesen, daß er bereits in den ersten Monaten des Jahres 1858 der Wiener Akademie einen Aufsatz einschickte, worin er die Neuheit der Petzvalschen,

---

[1]) Eine alte Dietzlersche Preisliste. C. Z. 1926. **47** (noch nicht erschienen).

[2]) Harting, H., Einiges über Leben und Arbeit Hans Sommers. C. Z. 1925. **46**. S. 270/2 (5. Sept.); 290/1 (20. Sept.); 305/6 (5. Okt.); 325/6 (20. Okt.).

von Dietzler herausgebrachten Anlage bestritt. Als nun — wie auf S. 476 des vorigen Jahrganges auseinandergesetzt — der Streit in englischen Zeitschriften mit immer schwereren Waffen geführt wurde, da wird W. Fr. Voigtländern der von seinem Stiefsohn ans Licht geförderte Fund der alten Zahlen für die Doppellinse I + II (S. 448 im vorigen Jahrgang) besonders angenehm gewesen sein. Wenn H. Zincke (S. 290l.) bei diesem Anlaß den Ausdruck wählt, diese Doppellinse sei von Petzval gegen Honorar an Voigtländer geliefert worden, so ist das eben nur die Auffassung seines Stiefvaters; tatsächlich liegen (S. 450/1) die Sachen verwickelter, doch brauche ich hier glücklicherweise nicht noch einmal auf den alten Streit einzugehen.

Der Umstand, daß der junge Doktorand diesen von seinem Stiefvater als sehr wichtig anerkannten Fund bei der Vorbereitung zur mündlichen Prüfung machte, hätte wohl einen etwas greifbareren Dank verdient als die schönen Worte, auf die sich der Stiefvater beschränkte, und die Heranziehung des jungen, kärglich bezahlten Lehrers zu den Kosten der Wohnung wirkt nicht sehr überzeugend für die Opferbereitschaft der kurz vorher gelobten väterlichen Liebe. Auch später hat Wilhelm Friedrich seine Anerkennung für die mühevollen Rechnungen des Stiefsohnes nur mit Worten gezeigt und ihm in einer verbitternden Weise Petzvals größere Leistungen entgegen gehalten. Mit seinem Stiefbruder ist H. Zincke immer in gutem Einvernehmen geblieben.

Herr H. Harting hat (306l.) aus hinterlassenen Niederschriften Zinckes die wichtige Feststellung machen können, daß er vor dem 1. Oktober 1863 die Lichtstärke der Petzvalschen Bildnislinse auf ganz eigenartige Weise erhöhen wollte: er gedachte, das verkittete Vorderglied durch ein Spiegelpaar nach Art der Cassegrainschen Verbindung zu ersetzen. Zur Vollendung der schon einigermaßen weit geförderten Rechnung kam es nicht, wohl weil der Stiefvater nicht dafür zu gewinnen war. Die auf S. 483 der zu ergänzenden Arbeit mitgeteilten Zinckeschen Linsenformen sind sämtlich späterer Entstehung als jene eigenartig und kühn geplante Verwendung eines Doppelspiegels in der Aufnahmelinse. Nach der dankenswerten Bemerkung Herrn Hartings (290/1) muß man annehmen, daß er von 1875, dem Antrittsjahre des Direktorats, an nicht mehr für die Voigtländersche Werkstätte gearbeitet hat. Meine Vermutung 4. von S. 483 wird sich also nicht halten lassen, und die Form der Bildnislinse mit zwei verkitteten Gliedern mag demnach wohl schon auf ein früheres Jahr zu setzen sein.

Herr Harting weist dann erfreulicherweise noch auf Arbeiten dieses Gelehrten hin, die weniger bekannt sind, ein astronomisches Okular zur Beobachtung mit beiden Augen (306r) und eine theoretische Darlegung Zinckes vom Jahre 1876, Über die genaue Darstellung der Brechung eines Strahles durch ein Linsensystem und die dafür geltenden Brenn-, Haupt- und Kreuzungspunkte. Diese Mitteilung ist auf S. 325/6 sogar wörtlich abgedruckt.

Ist hiermit der unbestreitbare Wert dieses Aufsatzes für die Geschichtsforschung gekennzeichnet, so kann man zum Schluß nur mit dem lebhaftesten Bedauern feststellen, daß die wunderbare Glücksgabe, die W. Fr. Voigtländern mit dem Geschenk Petzvals 1840 in den Schoß gefallen war, auf seine Geistesentwicklung offenbar ungünstig eingewirkt hat. Er hat zu seinen beiden wissenschaftlichen Helfern, mit denen ihn ein Geschick von verschwenderischer Gebefreude zusammenführte, kein inneres Verhältnis finden können. Damit hat er zweifellos deren Hoffnungen mit plumpem Fuß zertreten, aber gleichzeitig auch die Quelle verschüttet, aus der seinem eigenen Betriebe das lebenspendende Element wissenschaftlicher Forscherarbeit erstaunlich früh hätte zufließen können.

Gerät zur Messung der horizontalen Bewegungskomponente einzelner Punkte von Talsperrenmauern.

Von
Karl Lüdemann in Freiberg i. Sa.
(Mitteilung aus den Werkstätten für wissenschaftliche Präzisionsinstrumente der Max Hildebrand G. m. b. H. in Freiberg i. Sa.)

Der Bruch der Staumauer am Val di Gleno in Oberitalien und derjenige der Talsperre in Conway-Tal in Nord-Wales haben auch im Ausland die Ingenieure auf die in Deutschland schon lange als selbstverständlich angesehene Notwendigkeit hingewiesen, das elastische Verhalten eines solchen Staukörpers dauernd und regelmäßig zu überwachen.

Das hierzu erforderliche Gerät hat verschiedene Ausbildungen erfahren, worauf ich an anderer Stelle (*Der Bauingenieur. 5. S. 551—554. 1924*) hingewiesen habe. Die Grundaufgabe ist jedoch überall die gleiche: es handelt sich stets darum, die Lageänderung eines Punktes oder mehrerer Punkte des Mauerkörpers in bezug auf ihre Null-Lage zu messen, wobei man sich in der Regel auf die Ermittelung der horizontalen Komponente der Bewegung beschränkt. Praktisch lautet die Aufgabe so: Zwischen zwei unveränderlichen Festpunkten, auf deren einem sich ein Einrichte-Instrument, auf deren anderem sich ein Zielzeichen, beide in fester Aufstellung, befinden, sind auf Zwischenpunkten bewegliche Zielzeichen in die so festgelegte Gerade einzurichten.

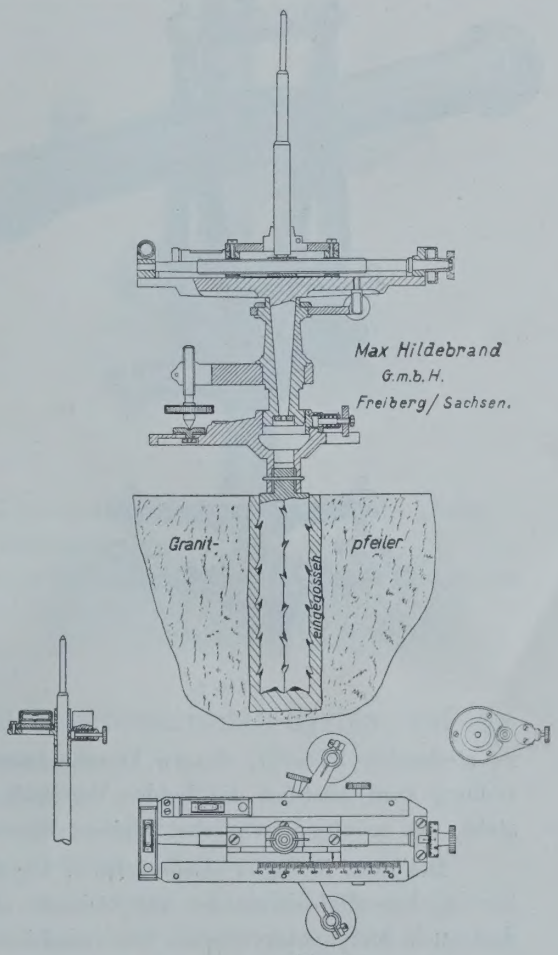


Fig. 1.

Die Festpunkte sind unabhängig von der Staumauer; meist sind es Mauerpfeiler, die bis in die frostfreie Tiefe geführt sind. Die Zwischenpunkte sind dagegen fest mit der Sperrmauer verbunden, sodaß sie an deren Lageänderungen teilnehmen.

An das Gerät muß die Anforderung gestellt werden, daß es der dauernden Benutzung durch den Wärter der Talsperre entsprechend zwar genügend unempfindlich ist, dabei aber die erforderliche Genauigkeit mit Sicherheit und auf die Dauer verbürgt. Es muß außerdem einfach zu bedienen sein.

Da weder das Beobachtungsinstrument noch die Zielzeichen ständig auf den betreffenden Punkten stehen bleiben sollen, muß durch eine besondere Einrichtung für eine „Zwangszentrierung“ gesorgt werden. Das geschieht durch die sog. Freiberger Kugel, eine am unteren Ende der Achse an den Instrumenten angebrachte Kugelwulst,

die der von M. Hildebrand konstruierten „Freiberger Aufstellung“ entlehnt ist und auch von anderen Firmen bei ähnlichen Konstruktionen benutzt wird, in Verbindung mit „Freiberger Untersätzen“.

Die von den Hildebrand-Werkstätten schon seit Jahrzehnten benutzte Form des Talsperrenprüfgerätes ist in den Fig. 1 bis 4 in einer Ausführung dargestellt, die für die zweitgrößte deutsche Talsperrenmauer, die bei Muldenberg im Vogtland belegen, in der Mauerkrone 470 m lang und 26,5 m hoch ist, geliefert worden ist.

In der Fig. 1 ist ein Freiberger Untersatz mit darauf stehendem beweglichen Zielzeichen für Zwischenpunkte im Längsschnitt und in einer Draufsicht dargestellt. Aus ihr ist das Wesen der angewendeten Zwangszentrierung ohne weiteres zu ersehen.

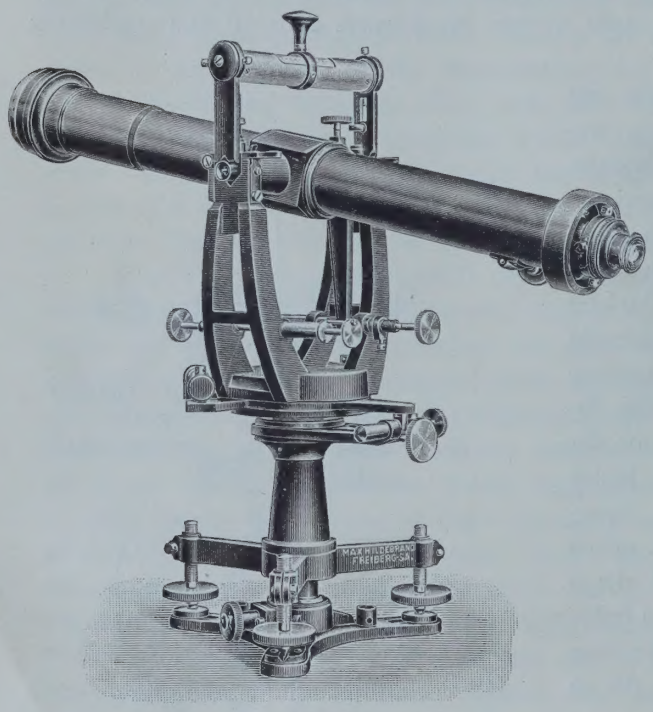


Fig. 2.

Das in Fig. 2 wiedergegebene Einrichte-Instrument hat ein umlegbares Fernrohr mit einem Objektiv von 40,5 mm freier Öffnung und einer Brennweite von 440 mm. Ein orthoskopisches Okular von 11,0 mm äquivalenter Brennweite gibt eine 40fache Vergrößerung. Die Austrittspupille ist mit Rücksicht auf die Zweckbestimmung des Instruments auf 1 mm festgesetzt worden. Die Stehachse wird mit Hilfe von zwei Kreuzlibellen aufgerichtet, mit einer Aufsatzlibelle streng vertikal gestellt. Das Fadenkreuz hat zwei vertikale Fäden und einen Horizontalfaden.

Das durch Fig. 3 veranschaulichte feste Zielzeichen, das auf einem der unveränderlichen Festpunkte aufgestellt wird, hat einen durch zwei Kreuzlibellen vertikal zu stellenden Zielstift, dessen Durchmesser so bemessen ist, daß er in richtiger Beziehung zum Abstand der beiden Vertikalfäden im Fernrohr des Einrichte-Instrumentes steht, um so einen möglichst kleinen Einstellfehler zu erzielen.

Bei dem in Fig. 4 dargestellten, für den Gebrauch auf Mauerpunkten bestimmten beweglichen Zielzeichen ist der Zielstift mit wechselndem Durchmesser so abgestuft, daß auch hier, entsprechend der verschiedenen Entfernung vom Einrichte-Instrument, der mittlere Zielfehler genügend klein gehalten wird. Die horizontale Bewegungs-Komponente des Zwischenpunktes wird an einer, auch in Fig. 1 sichtbaren Millimeterteilung an zwei Zeigerstrichen auf 0,1 mm abgelesen, nachdem der Zielstift in die optische Achse des Beobachtungsinstrumentes mit Hilfe einer Bewegungsschraube, die nur bei besonders genauen Untersuchungen als Meßschraube ausgebildet wird, eingestellt worden ist.

Bei den Messungen wird das Einrichte-Instrument auf einem, das feste Zielzeichen auf dem anderen unveränderlichen Festpunkt bzw. auf den darauf befindlichen

Freiberger Untersätzen aufgestellt. Nachdem das Fernrohr auf den Zielzapfen des festen Zielzeichens scharf eingestellt ist, wird der Zielstift des beweglichen Zielzeichens möglichst unter Benutzung der Lichthaarerscheinung, auf jedem der ebenfalls mit

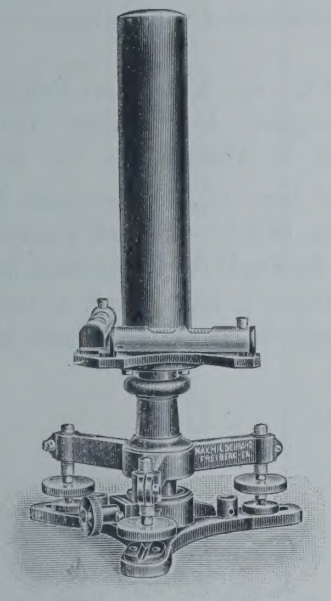


Fig. 3.

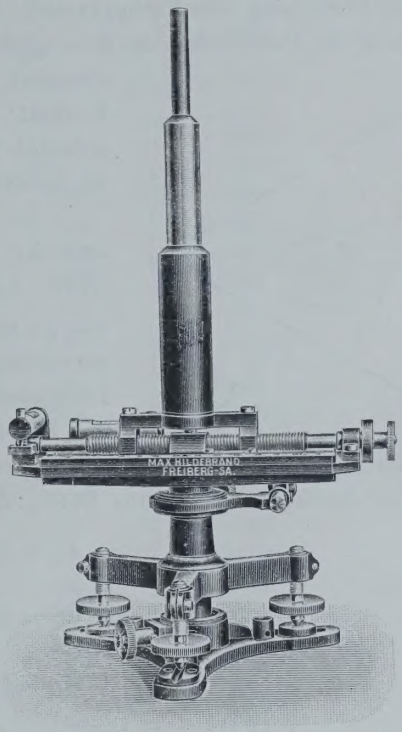


Fig. 4.

einem Freiberger Untersatz ausgestatteten Zwischenpunkte eingewiesen. Bei größeren Sperranlagen sind oft mehrere Festlinien vorgesehen.

Die erzielte Genauigkeit ist auch bei größeren Zielweiten stets eine genügend große.

Über die Transformation von einem trichromatischen System auf ein anderes.

Von

W. Dziobek in Charlottenburg.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Das Problem der Transformation von einem trichromatischen System auf ein anderes, insbesondere der Transformation von einem beliebigen trichromatischen System auf die Königschen Fundamentalwerte ist in mehreren Arbeiten von König und Abney behandelt; Ives[1]) gibt in einer zusammenfassenden Arbeit ein rechnerisches Verfahren an, das von Guild[2]) modifiziert worden ist. Die große Umständlichkeit des Rechnens mit den entwickelten Transformationsgleichungen hat Ives später veranlaßt, ein graphisches Verfahren auszuarbeiten[3]).

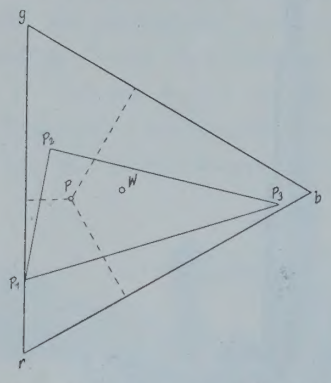
[1]) H. E. Ives, *Journ. Franklin Inst.* **180.** *S. 673. 1915.*

[2]) J. Guild, *Trans. Opt. Soc.* **26.** *S. 95. 1924—25;* Referat in *dieser Zeitschr.* **46.** *S. 40. 1926.*

[3]) H. E. Ives, *Journ. Franklin Inst.* **195.** *S. 23. 1923.*

Beide Methoden, die rechnerische wie die graphische, beruhen auf der Darstellung der Gesamtheit aller Farben in der Farbpyramide; das graphische Verfahren macht dabei Gebrauch von den Methoden der darstellenden Geometrie.

Die Benutzung der Farbpyramide ist aber nicht notwendig, wenn man bei Betrachtung der Verhältnisse im Königschen Dreieck ein einfaches mechanisches Analogon beachtet und dann ein Verfahren der graphischen Statik benutzt; eine derartige einfache Methode ist geeignet, das Arbeiten mit einem trichromatischen Kolorimeter wesentlich zu erleichtern.



Es sei $r\,b\,g$ (s. Fig.) das Königsche Fundamentaldreieck; die Durchlässigkeit des benutzten Rot- bzw. Grün- bzw. Blaufilters in Abhängigkeit von der Wellenlänge sei D_λ^r bzw. D_λ^g bzw. D_λ^b. Die spektrale Energieverteilung der von allen drei Filtern gleich weit entfernten Lichtquelle sei durch die Funktion E_λ gegeben; die Größe der Filterflächen werde mit f_r bzw. f_g bzw. f_b bezeichnet. Der Wert der aus dem Rotfilter austretenden Strahlung im Fundamentalreich ist dann gegeben durch das Verhältnis $R_r : G_r : B_r$, wobei

$$R_r = f_r \int_0^\infty E_\lambda D_\lambda^r K_R \, d\lambda ,$$

$$G_r = f_r \int_0^\infty E_\lambda D_\lambda^r K_g \, d\lambda ,$$

$$B_r = f_r \int_0^\infty E_\lambda D_\lambda^r K_B \, d\lambda .$$

Hierin sind K_R, K_G und K_B die Königschen Elementarempfindungskurven, aber nicht, wie gewöhnlich, auf weißes Licht bezogen, sondern auf gleiche Energieverteilung im Spektrum; zur Umrechnung wurde als Energieverteilung des „weißen" Lichts die Energieverteilung des schwarzen Körpers bei 5000^0 absolut genommen. Man erhält so die folgende Tabelle[1]).

Der Ort der aus dem Grünfilter austretenden Strahlung ist ebenso durch das Verhältnis $R_g : G_g : B_g$ gegeben, wobei

$$R_g = f_g \int_0^\infty E_\lambda D_\lambda^g K_R \, d\lambda ,$$

. . . . . .

Werden nun zunächst die „Rot"- und „Grünstrahlungen" im Verhältnis $w_r : n_g$ gemischt, so ist die Energieverteilung der Mischstrahlung gegeben durch den Ausdruck

$$(n_r f_r D_\lambda^r + n_g f_g D_\lambda^g) E_\lambda .$$

Der durch das Verhältnis $R_M : G_M : B_M$ bestimmte Ort der Mischstrahlung im Elementardreieck ist also gegeben durch

$$R_M = \int_0^\infty (n_r f_r D_\lambda^r + n_g f_g D_\lambda^g) E_\lambda K_R \, d\lambda ,$$

$$R_M = n_r R_r + n_g R_g .$$

[1]) H. E. Ives, *Journ. Franklin Inst.* **195**, *S. 25. 1923.* Ives hat die Königschen Werte etwas modifiziert; jedoch ist das Tatsachenmaterial bezüglich der Elementarempfindungskurven noch viel zu dürftig, als daß diese hier gegebenen Werte als endgültig angesprochen werden könnten; ähnlich umfassende Untersuchungen, wie sie zur Ermittlung der Empfindlichkeitskurve des Auges angestellt worden sind, sind trotz ihrer Schwierigkeit zur Ermittlung guter Werte für die Elementarempfindungskurven notwendig und würden die Kolorimetrie außerordentlich fördern.

Wellenlänge in m μ	K_R	K_G	K_B
380	0,0		0,0
90	0045		0757
400	0107		186
10	0163		319
20	0190		482
30	0148	0,0	743
40	0079	0048	929
50	0,0	0174	949
60	0010	0380	867
70	0101	0670	705
80	0222	109	461
90	0617	165	233
500	123	244	123
10	199	346	0807
20	275	453	0534
30	340	525	0366
40	399	569	0285
50	441	577	0216
60	466	554	0167
70	470	494	0137
80	462	394	0105
90	438	287	0051
600	398	198	0024
10	348	133	0009
20	289	0923	0005
30	214	0555	0002
40	153	0340	0,0
50	0957	0184	
60	0580	0100	
70	0344	0054	
80	0148	0023	
90	0096	0014	
700	0052	0007	

Ebenso ergibt sich

$$G_M = n_r G_r + n_g G_g,$$
$$B_M = n_r B_r + n_g B_g.$$

Diese Formeln lassen aber eine einfache mechanische Deutung zu; es ist der Ort der Mischfarbe der Kräftemittelpunkt oder Schwerpunkt eines Kräftesystems, wenn an den Orten der Komponenten zwei parallele Kräfte von der Größe $n_r \Sigma_r$ bzw. $n_g \Sigma_g$ angreifen, wobei

$$\Sigma_r = R_r + G_r + B_r,$$
$$\Sigma_g = R_g + G_g + B_g.$$

Dieser Satz läßt sich ohne weiteres auf drei und mehr Komponenten erweitern; die Konstruktion des Schwerpunkts erfolgt am besten mit einer der Methoden der graphischen Statik[1]).

[1]) Siehe z. B.: „Die Hütte, des Ingenieurs Taschenbuch," Bd. 1.

Ist nun ein trichromatisches System I

$$\text{Rotstrahlung } R_r^I G_r^I B_r^I,$$
$$\text{Grünstrahlung } R_g^I G_g^I B_g^I,$$
$$\text{Blaustrahlung } R_b^I G_b^I B_b^I,$$

gegeben, und sollen die in diesem System gefundenen Werte $n_r^I : n_g^I : n_b^I$ einer Farbe auf ein anderes trichromatisches System II transformiert werden, so verfährt man nach obigem folgendermaßen. Man konstruiert den Kräftemittelpunkt dreier an den Orten des Systems I angreifenden Kräfte von der Größe

$n_r^I(R_r^I + G_r^I + B_r^I)$, bzw. $n_g^I(R_g^I + G_g^I + B_g^I$, bzw. $n_b^I(R_b^I + G_b^I + B_b^I)$.

Dann berechnet man graphisch, wie diese parallelen Kräfte an den Orten des Systems II verteilt sein müssen, damit dieser Punkt auch Schwerpunkt dieser am System II angreifenden Kräfte ist; hat sich $m_r : m_g : m_b$ als dieses Verhältnis ergeben, so ist die Farbe in das System II durch die Proportion $n_r^{II} : n_g^{II} : n_b^{II}$ eingruppiert, wobei

$$n_r^{II} = \frac{m_r}{R_r^{II} + G_r^{II} + B_r^{II}},$$
$$n_g^{II} = \frac{m_g}{R_g^{II} + G_g^{II} + B_g^{II}},$$
$$n_b^{II} = \frac{m_b}{R_b^{II} + G_b^{II} + B_b^{II}}.$$

Diese Methode hat nicht nur den Vorzug der Einfachheit, sie hat auch den Vorteil, daß bei ihr keinerlei Voraussetzungen über die Systeme I und II gemacht sind — insbesondere nicht, wie bei dem Ivesschen Formelsystem, die einschränkende Voraussetzung, daß sich für $n_r : n_b : n_g = 1 : 1 : 1$ Weiß ergibt.

Als Beispiel sei die Zurückführung einer Messung mit dem Kolorimeter von Ives auf das Fundamentalsystem gewählt. Für die von Ives verwendeten Filter ist[1])

$$R_r : G_r : B_r = 0{,}780 : 0{,}220 : 0{,}000,$$
$$R_g : G_g : B_g = 0{,}335 : 0{,}580 : 0{,}085,$$
$$R_b : G_b : B_b = 0{,}095 : 0{,}019 : 0{,}886.$$

In der Figur sind diese Werte eingezeichnet; es ist P_1 der Ort des Rotfilters, P_2 der Ort des Grün- und P_3 der Ort des Blaufilters.

Über die Absolutwerte der Größen R, G, B ist nichts bekannt; sie lassen sich aber aus der Bedingung finden, daß sich für $1 : 1 : 1$ Weiß ergibt, indem graphisch[2]) ermittelt wird, wie das Verhältnis dreier an P_1, P_2 und P_3 angreifenden parallelen Kräfte sein muß, damit W Schwerpunkt des Systems ist; es ergibt sich, daß, wenn an P_3 die Kraft 1,000 angreift, an P_1 die Kraft 0,509 und an P_2 die Kraft 1,538 angreifen muß. Der Ort der Farbe, für die in diesem System z. B. $n_r : n_g : n_b = 0{,}50 : 0{,}30 : 0{,}10$ ist, wird also gefunden, wenn man an P_1 eine Kraft von der Größe $0{,}509 \times 0{,}50 = 0{,}254$, an P_2 eine Kraft von der Größe $1{,}538 \times 0{,}30 = 0{,}461$ und an P_3 eine Kraft von der Größe $1{,}000 \times 0{,}10 = 0{,}100$ angreifen läßt und den Kräftemittelpunkt unter der Voraussetzung, daß diese Kräfte einander parallel sind, konstruiert; man findet so den Punkt P. Das Verhältnis der Entfernung von P von den Seiten des Elementardreiecks gibt das Verhältnis der Erregungsstärken der Elementarempfindungen; man findet

$$\text{Rot} : \text{Grün} : \text{Blau} = 1{,}00 : 0{,}890 : 0{,}352,$$

während das Ivessche Formelsystem ergibt

$$\text{Rot} : \text{Grün} : \text{Blau} = 1{,}00 : 0{,}884 : 0{,}346.$$

[1]) H. E. Ives, *Journ. Franklin Inst.* **180.** *S. 679. 1915.*

[2]) Die Zwischenkonstruktionen sind, um die Figur nicht zu verwirren, fortgelassen worden.

Referate.

Drahtlose Zeitsignale: Änderungen in der französischen Gebung.

Von R. A. Sampson. *Nature* ***116***. *S. 935. 1925.*

Seit dem 1. Januar 1926 sind einige auf der Cambridger Tagung der Internationalen Zeitkommission im Juli beschlossene Änderungen in der Gebung drahtloser Zeitsignale durch französische Sendestellen in Kraft getreten. Die früher von Lyon-Doua um 9^h und 10^h MEZ vorm. mit Welle 15500 m gegebenen Signale fallen fort, und die beiden andern Sender Paris-Eiffelturm und Bordeaux-Lafayette geben folgende Funkzeitsignale:

1. Paris um 9^h MEZ vorm. das internationale Signal nebst den rhythmischen Koinzidenz, Signalen und um $10^1/_2{}^h$ MEZ vorm. das internationale Signal (vgl. *diese Zeitschr.* ***31***. *S. 291. 1911,* ***32***. *S. 389. 1912* und ***44***. *S. 503. 1924*), sowie um $11^3/_4{}^h$ MEZ abends die drei Minutenpunkte des halbautomatischen Signals; alles auf Welle 2600 m.

2. Bordeaux um 9^h MEZ vorm. und um 9^h MEZ abends das internationale Signal nebst den Koinzidenz-Signalen; alles auf Welle 19000 m.

3. Während der Monate Januar bis April 1926 gibt Paris außerdem auch noch um 9^h MEZ vorm. und um 9^h MEZ abends das internationale Signal nebst den Koinzidenz-Signalen versuchsweise auf *kurzen Wellen,* nämlich 32 m und 75 m.

Welche von diesen beiden Wellenlängen sich als praktisch erweisen und demgemäß künftig beizubehalten sein wird, sollen die Erfahrungen dieser viermonatlichen Versuchszeit ergeben. Es ist deshalb sehr erwünscht, daß die Empfänger der funkentelegraphischen Zeitsignale ihre Wahrnehmungen oder Vorschläge, auch ihre Ansichten über die Aufhebung der bisherigen Gebungsarten bis spätestens Anfang März entweder an den Direktor des „Bureau International de l'Heure", Observatoire National, Paris XIV, oder an den Präsidenten der Internationalen Zeitkommission, Herrn R. A. Sampson, Royal Observatory, Edinburgh, mitteilen.

Das bisher von Paris um $11^3/_4{}^h$ MEZ vorm. gegebene halbautomatische Zeitsignal fällt also zunächst schon fort, und das zur entsprechenden Zeit abends liegende Signal soll vom 1. Mai ab auch fortfallen. Ebenso soll aber auch das um $10^1/_2{}^h$ MEZ vorm. gegebene Pariser Signal vom 1. Mai ab fortfallen; dafür wird dann Paris mit gleicher Welle 2600 m um 9^h MEZ abends das internationale Signal nebst den Koinzidenz-Signalen geben, also gleichzeitig mit Bordeaux und mit der kurzen Pariser Welle. Das internationale Signal hat[1]) insofern eine gegen das seit 1912 gebräuchliche sogenannte Onogo-System (vgl. *diese Zeitschr.* ***33***. *S. 141. 1913*) etwas abgeänderte Form erhalten, als die dreimal drei Strichsignale (Buchstabe „o" des Morse-Alphabets) von je $1{,}0^s$ Dauer zwischen den Sekunden 55 und 60 durch dreimal sechs Punktsignale von je $0{,}2^s$ Dauer ersetzt worden sind, deren Eintrittszeiten also die genauen Sekunden

27^m bzw. 57^m $55{,}0^s$	58^m $55{,}0^s$	59^m $55{,}0^s$
56,0	56,0	56,0
57,0	57,0	57,0
58,0	58,0	58,0
59,0	59,0	59,0
28 bzw. 58 0,0	59 0,0	0 0,0

sind. Die dazwischen liegenden, den Morse-Buchstaben „n" und „g" des Onogo-Systems entsprechenden Zeichengruppen des Zeitsignals bleiben wie zuvor bestehen.

Über eine Änderung der von der Sendestelle Saigon (Cochinchina) mit Welle 20800 m um $10^1/_2{}^h$ MEZ abends gegebenen Koinzidenz-Signale, deren Verlegung auf 8^h MEZ abends zwecks besserer Hörbarkeit für Paris nach „Bulletin Horaire du Bureau International de l'Heure, Tome II, Nr. 19" in Erwägung gezogen war, ist in der vorliegenden Mitteilung nichts gesagt. Die deutsche Sendestelle Nauen hat für ihre um 1^h MEZ nachts und um 1^h MEZ mittags auf Welle 3100 m

[1]) Schon seit November 1925 (Ref.)

und gleichzeitig auf Welle 18000 m gegebenen Zeitsignale das Onogo-System in seiner ursprünglichen Form beibehalten; ob bei den übrigen nach diesem System gebenden Sendestellen — Adelaide, Kalkutta, Lourenço Marquez, Malabar, Melbourne, Perth und Rio de Janeiro — eine Änderung eingetreten ist, geht aus der besprochenen Mitteilung nicht hervor. *M.*

Welt-Uhrvergleichung.

Von Fr. Nušl. *Publications de l'Observatoire national de Prague. No 3. 1925.*

Auf der tschechischen Sternwarte in Prag wird seit langer Zeit an einer Vervollkommnung der Uhrvergleichung mit den „wissenschaftlichen rhythmischen Signalen" gearbeitet. So teilt Herr Mašek im Annuaire astronomique tchécoslovaque, 1925, verschiedene auf dem Žalow-Observatorium in Ondřejow[1]) erprobte Vergleichungsverfahren mit; Herr Nechvíle ersetzt die gebräuchlichen Rechnungsarten durch Ablesungen mittels eines selbstangefertigten Kreis-Nonius. Der Verfasser der vorliegenden Veröffentlichung hat eine einfache Abänderung der Welt-Uhrvergleichung durch Koinzidenzen gefunden, die für alle sich damit beschäftigenden Beobachter von Belang zu sein scheint.

Von der Auffassung der „Koinzidenz" als eines akustischen Nonius ausgehend, indem sie graphisch durch eine den beiden Teilungen gemeinsame Hilfslinie darstellbar ist, die den gleichen Bruchteil in der Unterteilung des Kreises wie in der des Nonius anzeigt, gelangt Verf. zu der Definition: eine Koinzidenz ist die Gleichheit von Bruchteilen in der Unterteilung zweier übereinandergelagerter Reihen. Handelt es sich nun um unbegrenzte Reihen, z. B. um Schläge einer Pendeluhr und Schläge der mittels drahtloser Telegraphie durch eine besondere Hilfsuhr ausgegebenen sogenannten „rhythmischen Signale", so wiederholen sich die Koinzidenzen periodisch, und man führt für die Periodenlänge den Ausdruck „Intervall der Koinzidenzen" ein. Bei der jetzt üblichen Art der Signale, wo die Hilfsuhr schneller als eine gewöhnliche Pendeluhr geht, wächst die Verfrühung dieser Hilfsuhr proportional der Zeit. Stellt man sich eine gleichmäßige, von den scharfen Hemmungen des Uhrwerks freie Zeigerbewegung vor und bezeichnet die Ablesungen der Pendeluhr in den Augenblicken der Koinzidenz durch $C_1\, C_2 \ldots C_n$, die gleichzeitigen Ablesungen der Hilfs- oder Signaluhr durch $C_1'\, C_2' \ldots C_n'$ [2]) und die Ablesungen in irgend einem Augenblick durch M und M'[2]), so müssen nach obiger Definition die eine Koinzidenz darstellenden beiden gleichzeitigen Ablesungen C und C' durch gleiche Bruchteile bestimmt sein. Bezeichnet man diese Brüche durch $0, C$ und $0, C'$, so erhält man die Gleichung $0, C' - 0, C = 0$, welche aussagt, daß für den Zeitpunkt einer Koinzidenz der Verfrühungsbruchteil der Hilfsuhr $= 0$ ist. Aber diese Verfrühung wächst proportional der Zeit, und für einen durch die Relation $C_1 < M < C_2$ bestimmten Zeitpunkt ist $0, M' - 0, M = \text{const} \cdot (M - C_1)$, was für $M = C_2$ in $0, C_2' - 0, C_2 = \text{const} \cdot (C_2 - C_1)$ übergeht. Wächst M von C_1 bis C_2, d. h. von einer Koinzidenz zur andern, so wächst auch der Verfrühungsbruchteil von $0, C_1' - 0, C_1 = 0$ für die untere Grenze $M = C_1$ bis zu $0, C_2' - 0, C_2 = 1{,}0$ für die obere Grenze $M = C_2$. Durch Einsetzung dieses letzteren Verfrühungswertes und Elimination der Konstanten ergibt sich eine Formel für $0, M' - 0, M$, die den Verfrühungsbruchteil der Hilfsuhr der rhythmischen Signale für irgend einen Zeitpunkt M der Pendeluhr darstellt, und man muß nur noch zu jedem Wert von M die beiden benachbarten Koinzidenzen C_1 und C_2 finden. Die Formel reicht völlig für Vergleichung beliebiger Uhren aus. Nimmt man an, in Paris seien die Koinzidenzen $A_1\, A_2 \ldots A_6$ nach den Meridianbeobachtungen und in Prag die Koinzidenzen $B_1\, B_2 \ldots B_6$ durch jedesmalige Beobachtung derselben rhythmichen Signale berechnet, wählt dann ein für allemal einen Zeitpunkt M in mittlerer Greenwich-Zeit, ungefähr in der Mitte der Reihe der rhythmischen Signale, aus und bezeichnet die gleichzeitigen Angaben beider Uhren durch *M Paris* und *M Prag*, so kann man für einen gegebenen Zeitpunkt *M Greenwich* in Paris mit Hilfe der genauen Korrektion der Leituhr die entsprechende Zeit *M Paris* bis auf ihren genauen Bruchteil 0, *M Paris* und auch den Verfrühungsbruchteil der Hilfsuhr in bezug auf die Pariser Uhr, nämlich $0, M' - 0$, *M Paris*, für den durch $A_3 < M\ Paris < A_4$ begrenzten Zeitpunkt *M Paris* berechnen. Für Prag ist die Berechnung

[1]) 30 km s. ö. von Prag (Ref.).

[2]) Im Original C_1 *sign* C_2 *sign* usw. bzw. M *sign.*

ein wenig anders, weil man die Korrektion der Prager Uhr nur angenähert kennt; aber dies genügt vollständig. Denn wenn man mit Hilfe dieser Korrektion den durch $B_3 < (M\ Prag) < B_4$ begrenzten Näherungswert $(M\ Prag)$ ausrechnet, so erhält man den Verfrühungsbruchteil der Hilfsuhr in bezug auf die Prager Uhr, nämlich $0, M' - 0, M\ Prag$. Die Unsicherheit einiger zehntel Sekunden in $(M\ Prag)$ geht hierbei nur durch das Intervall der Koinzidenzen $B_4 - B_3$, d. h. ungefähr durch 50, geteilt in die Rechnung ein. Man könnte nun den genauen Bruch $0, M\ Prag$ ausrechnen, indem man den Hilfsbruch $0, M'$ eliminiert; da aber die entsprechenden Gleichungen weit voneinander entfernt sind, die eine in Paris und die andre in Prag, so ist nur eine funkentelegraphische Elimination möglich. Das beste wäre, wenn man in Paris den Hilfswert $0, M'$ berechnen und drahtlos bekannt geben würde. Kennt man den genauen Betrag $0, M\ Prag$, so findet man unmittelbar den genauen Wert $M\ Prag$ und die Korrektion $corr\ Prag = M\ Greenw - M\ Prag$, worin für $M\ Greenw$ entweder $M\ Greenw\ m$ oder $M\ Greenw\ s$ zu setzen ist, je nachdem ob die Prager Uhr selbst nach mittlerer Zeit oder nach Sternzeit geht.

Diese Art der Berechnung gestattet die Sendung einer fortlaufenden Reihe rhythmischer Signale und macht ein Beobachten der Unterbrechungen unnötig. Als Beispiel berechnet Verf. nach den in Nr. 10 des Bulletin Horaire des „Bureau International de l'Heure" gegebenen Zahlen für die rhythmischen Signale FL 10^h vom 22. Juli 1923 einen Wert $0, M' = 0{,}05$; diese beiden Dezimalenziffern 05 allein würden für die Uhrvergleichung drahtlos zu übermitteln sein. Weiter leitet Verf. aus den am selben Tage auf der Sternwarte in Alger aufgenommenen und im Bull. Hor. veröffentlichten Koinzidenzen die Korrektion der Alger-Uhr nach einer einfachen Reduktionsmethode ab, die auch die Einzelabweichungen „Beobachtung minus Rechnung" für die 6 Koinzidenzen liefert.

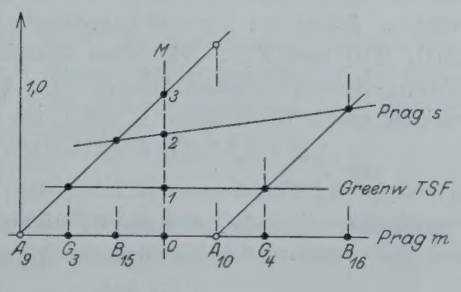
Die erwähnten Gleichungen gestatten eine einfache graphische Darstellung, die auf Abmessung der Seitenlängen ähnlicher Dreiecke beruht. Auf einer horizontalen Achse sind die Ablesungen der Pariser M. Z.-Uhr, auf einer schrägen die der Pariser Sternzeituhr aufgetragen; die vertikalen Längen geben den gegenseitigen Verfrühungsbruchteil der verschiedenen Uhren, insbesondere den der Hilfsuhr für die rhythmischen Signale. Eine dem Zeitpunkt $M\ Greenw\ m$ entsprechende Senkrechte gibt auf den Achsen für Paris und Prag die gleichen Zeiten $0 = M\ Paris\ m$ und $1 = M\ Prag\ s$ an. Da für jedes Koinzidenzen-Intervall die Verfrühung $= 10$ ist, so hat man $A_4\ A'_4 = B_4\ B'_4 = 10$ und erhält aus einigen ähnlichen Dreiecken

$$0, M' - 0, M\ Paris\ m = \frac{M\ Paris\ m - A_3}{A_4 - A_3},$$

$$0, M' - 0, M\ Prag\ s = \frac{M\ Prag\ s - B_3}{B_4 - B_3}$$

in Übereinstimmung mit den Ausgangsformeln.

Die rhythmischen Signale dienen zur Vergleichung einer einzigen Uhr. Aber heutzutage verwendet man auf jeder Sternwarte mehrere Uhren und muß sie deshalb untereinander vergleichen. Da beim gleichzeitigen Hören auf die Schläge einer Sternzeit- und einer M.Z.-Uhr das Intervall der Koinzidenzen fast 6^m beträgt, so benutzt man vorteilhafter eine Hilfsuhr, deren Schläge sich den Vergleichungen besser anpassen, indem ihr Gang z. B. nach dem Verhältnis 100^s der Uhr $= 101^s$ der Hilfsuhr gewählt wird. Würde man auf jeder Sternwarte ein ähnliches Hilfsmittel anwenden, so wäre es angebracht, das andere Hilfsmittel die rhythmischen Signale — durch die Sekundenschläge einer wirklichen „Weltuhr", etwa einer nach mittlerer Zeit gehenden Uhr in Greenwich — zu ersetzen. Dann ließen sich die wissenschaftlichen Signale mit den gewöhnlichen verbinden, indem man für die wissenschaftlichen Bruchteilvergleichungen eine ununterbrochene Reihe von 300 Schlägeneiner nach mittlerer Zeit gehenden, und zwar genau nach Greenwich-Zeit eingestellten Uhr und dann für genäherte Vergleichungen die gewöhnlichen Stundenzeichen sendet. Man könnte sich sogar mit einer erst später erfolgenden Veröffentlichung der endgültigen Bruchteilkorrektionen begnügen und auf eine den Signalen unmittel-



bar folgende drahtlose Sendung vorläufiger Korrektionen verzichten, wie sie von Nauen für den 1. und 301. Schlag gegeben werden (vgl. *diese Zeitschr.* **44**. *S. 503. 1924).*

An umstehender Figur lassen sich die Einzelheiten dieser neuen Uhrvergleichungsmethode verfolgen. Man hätte auf jeder Sternwarte alle Koinzidenzen nach einer und derselben Uhr zu beobachten, z. B. in Prag nach einer Uhr „*Prag m*". Durch Rechnung fände man die mittleren Koinzidenzen G der Hilfsuhr mit der Pendeluhr „*Greenw TSF*" und mit den verschiedenen Uhren der Sternwarte, z. B. „*Prag m*" und „*Prag s*", wobei diese mittleren Koinzidenzen G_3 G_4 A_9 A_{10} und B_{15} B_{16} dem Zeitpunkt *M Prag m* ganz benachbart sind, indem

$$G_3 < M\ Prag\ m < G_4$$
$$A_9 < M\ Prag\ m < A_{10}$$
$$B_{15} < M\ Prag\ m < B_{16}$$

ist. Die dem Zeitpunkt *M Greenw m* entsprechende Senkrechte *M* bezeichnet auf der Uhr *Prag m* die Zeit *M Prag m*, welche näherungsweise gegeben ist, da auch die Korrektion (*corr. Prag m*) nur näherungsweise bekannt ist. Diese Gerade *M* schneidet die Achsen der verschiedenen Uhrablesungen und bildet einige ähnliche Dreiecke, aus denen folgt:

$$\overline{03} = 0, M' - 0, M\,Prag\,m = \frac{(M\ Prag\ m) - A_9}{A_{10} - A_9}$$
$$\overline{13} = 0, M' - 0, M\,Greenw\,TSF = \frac{(M\ Prag\ m) - G_3}{G_4 - G_3}$$
$$\overline{23} = 0, M' - 0, M\,Prag\,s = \frac{(M\ Prag\ m) - B_{15}}{B_{16} - B_{15}}.$$

Da die gewählte Zeit *M Greenw m* eine runde Zahl ist, so hat man vorläufig $0, M\,Greenw\ TSF\ prov = 0$ und kann die Bruchteile $0, M\ Prag\ m$, $0, M\ Prag\ s$ und die Zeiten *M Prag m*, *M Prag s* und *corr. Prag m prov*, *corr. Prag s prov* berechnen. Für eine Vergleichung von lauter M. Z.- oder von lauter Sternzeit-Uhren sind die Intervalle der Koinzidenzen praktisch gleich, z. B. $A_{10} - A_9 = G_4 - G_3 = i$, und man erhält daher sehr einfache Formeln, wie etwa

$$0, M\ Greenw\ TSF - 0, M\ Prag\ m = \frac{G_3 - A_9}{i}$$

unabhängig vom Zeitpunkt *M*. Der Verfrühungsbruchteil der Uhr *Greenw TSF* in dieser Formel ist der Bruchteil von *corr. Prag m prov* für $0, M\,Greenw\ TSF\ prov = 0$. Wenn dann das „Bureau International de l'Heure" die Bruchteile $0, M\ Greenw\ TSF\ def.$ bekannt gibt, so fügt man sie den vorläufigen Werken, z. B. *corr. Prag m prov*, *corr. Prag s prov* usw., hinzu und erhält auf diese Weise die endgültigen Werte der Uhrkorrektionen. *M.*

Bemerkungen über Komplementärfarben.

Von H. Schulz. *Zeitschr. f. Physik* **32**. *S. 173. 1925.*

Nach Kelen läßt sich die relative Helligkeitsempfindlichkeit des Auges in der Form

$$E = A\,\lambda^{-p_e - \frac{q}{\lambda}}$$

darstellen. A, p und q sind Konstante, deren Werte von König berechnet worden sind. Nach der Young-Helmholtzschen Theorie kann nun ein Lichtreiz durch drei „Grundfarben" erzeugt werden. Solche auf die drei Grundempfindungselemente des Auges ausgeübten Reize seien also $R(\lambda)$, $G(\lambda)$ und $V(\lambda)$. Für diese Größen gilt offenbar obiges Gesetz von Kelen. Nach der Young-Helmholtzschen Theorie unter Anwendung des Fechnerschen Gesetzes wird die Einwirkung zweier Wellenlängen λ_1 und λ_2 die Empfindung Weiß verursachen, wenn gilt

$$i_1 \lg R(\lambda_1) + i_2 \lg R(\lambda_2) = i_1 \lg G(\lambda_1) + i_2 \lg G(\lambda_2) = i_1 \lg V(\lambda_1) + i_2 \lg V(\lambda_2).$$

i_1 und i_2 sind Funktionen der Intensitäten J_1 und J_2 der einwirkenden Strahlungen. Durch Elimination von i_1 und i_2 und unter Einführung der Konstanten der Kelenschen Gleichung ergibt sich dann zwischen den Komplementärfarben λ_1 und λ_2 die Beziehung

$$\begin{vmatrix} \lambda_1 \lg \lambda_1 & \lambda_1 & 1 \\ \lambda_2 \lg \lambda_2 & \lambda_2 & 1 \\ -D_2 & -D_3 & D_1 \end{vmatrix} = 0,$$

wo die Größen D_1, D_2 und D_3 abkürzende Bezeichnungen für gewisse Determinanten aus den Konstanten A, p, q sind. Man kann noch die Determinante durch D_1 dividieren und erkennt dann, daß die Beziehung zwischen den Komplementärfarben nur zwei Konstanten enthält, was sehr bemerkenswert ist, da derartige Beziehungen, die bisher auf empirischem Wege erhalten wurden, drei Konstanten enthielten.

Die Berechnung der Konstanten aus den Werten der Kelenschen Konstanten ergibt für

$$\frac{D_2}{D_1} = 0{,}14939 \text{ und } \frac{D_3}{D_1} = -0{,}49274\,.$$

Diesen Werten entsprechen bei Einsetzen der von Helmholtz angegebenen Komplementärwellenlängenpaare 0,6562 und 0,4921 μ sowie 0,5644 und 0,4618 μ in die obige Determinantenbeziehung die Werte 0,14881 und $-0{,}50638$, also in guter Übereinstimmung. Verfasser führt nun einen kleinen Wert η ein durch die Gleichung.

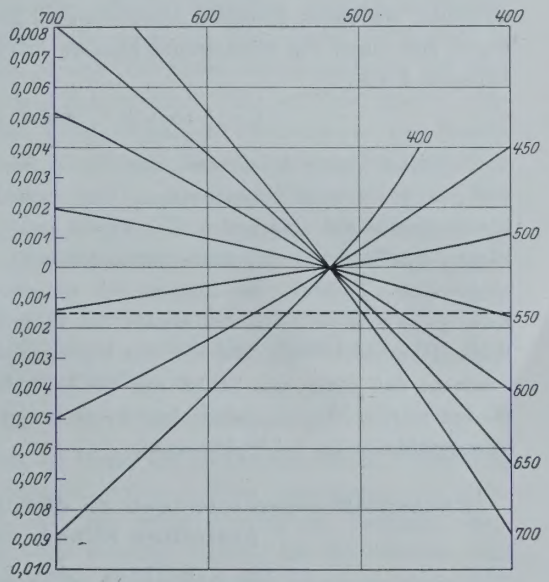
$$-\frac{D_2}{D_1} = \eta = -\frac{D_3}{D_1} \lg\left(-\frac{D_3}{D_1}\right)$$

und erhält dann die Beziehung zwischen den Komplementärfarben in der Form

$$\begin{vmatrix} \lambda_1 \lg \lambda_1 & \lambda_1 & 1 \\ \lambda_2 \lg \lambda_2 & \lambda_2 & 1 \\ \lambda_0 \lg \lambda_0 & \lambda_0 & 1 \end{vmatrix} + \eta\,(\lambda_1 - \lambda_2) = 0\,,$$

wo $\lambda_0 = -\frac{D_3}{D_1}$ ist.

Diese Gleichung liefert die endgültige Beziehung zwischen den Komplementärfarben und enthält die beiden Konstanten λ_0 und y. Die eine dieser Konstanten, nämlich λ_0, läßt sich physiologisch deuten als diejenige Wellenlänge, die das Maximum der Empfindlichkeit für die Stäbchen liefert. Es ist nämlich für λ_0 nicht genau der Helmholtzsche Wert 0,506 μ, sondern, um mit den Beobachtungen in Einklang zu bleiben, etwa 0,520 μ einzusetzen. Für η setzt man am besten etwa $+0{,}0017$. Wenn man den Wert $x = \left(\frac{\Delta}{\lambda_1 - \lambda_2}\right)_{\lambda_1 = \text{const}}$, wo Δ obige Determinante bezeichnet, als Ordinate und die Wellenlänge λ_2 als Abszisse in einem rechtwinkligen Koordinatensystem aufträgt, so erhält man beigegebenes Bild für verschieden gewählte Werte von $\lambda_1 = \text{const}$. Die Komplementärfarben ergeben sich in dem Schnitt der gestrichelten Geraden $y = \text{const}$. mit den einzelnen Kurven $\lambda_1 = \text{const}$. Besonders macht Verfasser noch darauf aufmerksam, daß die von ihm aufgestellte Beziehung zur Ermittlung von Komplementärfarben eine Form hat, die für die Gesichtswahrnehmungen von besonderer Bedeutung ist. Denn auch bei Untersuchungen darüber, welche Strichlänge L bei einer linearen Teilung für ein bestimmtes Teilungsintervall die größte Ablesungsgenauigkeit ergibt, wurde Verfasser zu der ganz entsprechend gebauten Bestimmungsgleichung für L geführt:



$$L \lg L + m L + n = 0. \qquad \textit{Flügge.}$$

Untersuchungen über die Reflexion an teilweise lichtzerstreuenden Flächen.

Von H. Schulz. *Zeitschr. f. Physik* **31.** *S. 496. 1925.*

Anschließend an Untersuchungen von Pokrowski über die Gültigkeit des Lambertschen Gesetzes stellt Verfasser experimentelle Messungen an, die dazu führen, die Pokrowskischen Er-

gebnisse noch weiter zu verfeinern. Nach Pokrowski soll man das von einer rauhen Oberfläche zurückgeworfene Licht in zwei Komponenten zerlegen, deren eine unmittelbar nur von den Oberflächenelementen herrührt, wogegen die andere das aus dem Innern zurückkehrende Licht bezeichnet. Letztere Intensitätskomponente soll streng dem Lambertschen Kosinusgesetz genügen, erstere aber soll einer Funktion $F(i', d)$ proportional sein, wobei i' das arithmetische Mittel zwischen dem Winkel i des einfallenden Strahles gegen die Oberflächennormale und dem entsprechenden Winkel r des ausfallenden Strahles bedeutet. Die Größe d ist definiert durch die Beziehung $\sin d = \frac{\sin i'}{n}$. Das Pokrowskische Gesetz würde also die Intensität des unter dem beliebig gewählten Winkel r gegen die Oberflächennormale zurückgeworfenen Lichts bei einem Einfallwinkel i bestimmen mittels der Formel

$$J_r = b \cdot \cos r + {}^1/_2 \cdot a \cdot F(i', d) .$$

Für große Ausfallswinkel hat Pokrowski erhebliche Abweichungen festgestellt, die er dadurch zu erklären sucht, daß je nach Korngröße von einem bestimmten Einfallswinkel an regelmäßige Reflexion stattfinden sollte und daß für Ausstrahlungswinkel im Quadranten des einfallenden Lichts Schattenwirkungen auftreten.

Verfasser macht nun darauf aufmerksam, daß die erste Annahme nicht zulässig ist, weil ja das Gesetz schon das regelmäßig reflektierte Licht berücksichtigt und infolgedessen nicht noch eine regelmäßig reflektierte Komponente auftreten kann. Also muß das Pokrowskische Gesetz nicht ausreichend sein. Um ein allen Ansprüchen genügendes Gesetz aufzustellen, untersucht Verfasser eine Anzahl verschiedener Flächen nach den gleichen Methoden wie Pokrowski. Ein Bündel parallelen Lichts wird auf die zu untersuchende Fläche geworfen und die Intensität der Rückstrahlung mit einem geeichten Absorptionskeil gemessen. Aus dem sehr zahlreichen Versuchsmaterial ergibt sich dann das Rückstrahlungsgesetz in einer gegenüber dem Pokrowskischen Gesetz verfeinerten Form:

$$J_r = b \cdot \cos r + {}^1/_2 \cdot a \cdot F(i', d) \left\{ c + \cos r \cdot e^{-K(i-r)^2} \right\} .$$

Dieses Gesetz drückt aus, daß die an den Oberflächenelementen reflektierte Energie noch zu zerlegen ist in zwei Komponenten. Und zwar ist bei Körpern, wo die einzelnen Körperelemente in ein Bindemittel eingebettet sind (Papier usw.), eine Komponente auf die Reflexion an den Oberflächen des Einbettungsmediums zurückzuführen, die andere Komponente auf die Reflexion an den eingebetteten Teilchen. Bei Körpern mit einheitlicher Struktur darf nicht angenommen werden, wie Pokrowski es tut, daß die Anzahl der Flächenelemente, deren Neigungen zur Normale in dem Winkelraum zwischen φ und $\varphi + d\varphi$ liegen, unabhängig von φ ist, sondern es ist vielmehr vorauszusetzen, daß durch den Schliff nur die Flächenelemente mit geringer Neigung beeinflußt werden, die mit starker Neigung jedoch bedeutend weniger. Dadurch ergibt sich dann eine ganz andere Verteilungsfunktion als bei Pokrowski. *Flügge.*

Phasendifferenzmessungen an dünnen, durch Kathodenzerstäubung hergestellten Silber- und Kupferschichten.

Von J. Richter. *Ann. d. Physik* **77**. *S. 81. 1925.*

Die Aufgabe der vorliegenden Arbeit besteht darin, die absoluten Phasendifferenzen bei Reflexion des Lichts an Silber- und Kupferschichten in Abhängigkeit von der Schichtdicke experimentell festzustellen und mit den theoretisch erhaltenen Werten zu vergleichen. Die theoretische Behandlung dieses Problems ist schon von Drude vorgenommen worden; er berechnete für die Phasendifferenz aus der elektromagnetischen Lichttheorie eine Formel, deren Konstanten außer von ihm auch von Lauch allerdings unter anderen Bedingungen und daher mit geringen Abweichungen bestimmt worden sind. Die experimentelle Prüfung dieser auf theoretischem Wege erhaltenen Werte war mit hinreichender Genauigkeit erst möglich, als es gelang, chemisch reine einwandfreie Metallschichten herzustellen. Nach dem hierfür von Lauch angegebenen Verfahren wurden die Metallschichten hergestellt, die den in der vorliegenden Abhandlung dargestellten Untersuchungen über den Betrag der Phasendifferenzen dienen sollten. Es wurden auf Glimmerspalt-

stücken durch Kathodenzerstäubung Silber- bzw. Kupferspiegel niedergeschlagen, nachdem die Glimmerplättchen durch vorherige Behandlung mit konzentrierter Salpetersäure sorgfältig gereinigt waren. Zur Messung der Phasendifferenzen benutzte Verfasser die von Wernicke angegebene Methode in geringer Abänderung. Der Faden einer Nernstlampe wurde auf die zu untersuchende Metallschicht projiziert, von dort wurde das Licht in einem Steinheilschen Prismenspektrographen reflektiert. Die Interferenzstreifen wurden durch die dünnen durchsichtigen planparallelen Glimmerspaltstücke erzeugt. Die Rückseite des Glimmerplättchens war nur zur Hälfte mit einem Metallspiegel überzogen, die andere Hälfte grenzte an Luft. Infolgedessen waren die Interferenzstreifen in den beiden Hälften gegeneinander verschoben. Diese Verschiebung der kurz als Metallstreifen und Luftstreifen bezeichneten Interferenzlinien kann nur eine Folge der Phasendifferenz sein, die das Metall dem Licht bei der Reflexion erteilt. Die Messung der Phasendifferenz geschah mit Hilfe einer Beziehung zwischen den am Teilkreis des Spektrographen abgelesenen Wellenlängen. Dabei war die Ablesungsgenauigkeit dergestalt, daß die berechneten Phasendifferenzen eine Genauigkeit von 5 % einhalten. Die Phasensprünge wurden nach dieser Methode für Wellenlängen von 500 bis 800 $\mu\mu$ ermittelt. Die benutzten Metallschichten hatten dabei Dicken von 0 bis etwa 150 $\mu\mu$ bei Silberspiegeln, 70 $\mu\mu$ bei Kupferspiegeln. Außer den experimentellen Werten wurden nach der Drudeschen Formel die Phasendifferenzen an Silber- und Kupferschichten für die Wellenlängen 546, 578 und 589 $\mu\mu$ bei Schichtdicken von 0 bis 100 $\mu\mu$ berechnet.

Die Arbeit ergibt eine gute Übereinstimmung zwischen den theoretisch und experimentell ermittelten Phasendifferenzen des Silbers und Kupfers für Schichtdicken über 15 $\mu\mu$ für Silber und 10 $\mu\mu$ für Kupfer. Außerdem bestätigt das Experiment das schon theoretisch abgeleitete Ergebnis, daß die Phasendifferenzen oberhalb von Schichtdicken von 60 $\mu\mu$ für Silber und Kupfer konstante Werte annehmen. Dagegen weichen die für dünnste Schichten gefundenen Phasendifferenzen von den theoretisch berechneten Werten sehr stark ab. Der Grund dafür liegt in Verunreinigungen der dünnen Metallschichten durch geringe Oberflächenverunreinigungen auf dem Glimmer, die trotz der Behandlung mit konzentrierter Salpetersäure nicht entfernt wurden. Bei den sehr dünnen Schichten können schon geringste Verunreinigungen Verbindungen des Metalls mit Fremdstoffen verursachen, die die Leitfähigkeit des Metalls herabsetzen. Als weitere Ergebnisse der vorliegenden Arbeit sind anzuführen, daß reines Silber in der Durchsicht blaue Farbe hat, reines Kupfer grüne Farbe, bisweilen mit kupferrotem Schein. Ferner treten bei reinen Metallschichten Violettverschiebungen der Metallstreifen gegen die Luftstreifen auf. *Flügge.*

Über einen neuen Spektralapparat, Monochromator und Quarzspektrographen mit gekreuzten Prismen zur Erzielung höchster spektraler Reinheit, für das Gebiet von 200 $\mu\mu$ bis 2 μ.

Von C. Leiß. *Zeitschr. f. Physik* **31.** *S. 488. 1925.*

Um eine hohe spektrale Reinheit zu erreichen, ist häufig ein Spektralapparat in Verbindung mit einem zweiten selbständigen Spektralapparat benutzt worden. Diese Anordnung mit ihren vier Spalten ist ziemlich umständlich zu bedienen, und aus diesem Grunde hat Verfasser einen Apparat konstruiert, der die Doppelapparatur in eins vereinigt. Dabei ist die Methode der gekreuzten Prismen zur Anwendung gelangt. Statt der vier Spalte sind hier nur deren drei vorhanden, indem der Sekundärspalt des ersten Apparates gleichzeitig Primärspalt des zweiten Apparates ist. Die Spalte sind symmetrisch und mit Teiltrommeln versehen, die nach Intervallen von 0,04 mm geteilt sind, aber noch 0,01 mm abzuschätzen gestatten. Als Dispersionssysteme dienen für das sichtbare Gebiet zwei schwere Flintprismen nach Abbe mit 90° konstanter Ablenkung und 30° 25′ Dispersion zwischen C und F, und für das kurzwellige Gebiet zwei Straubelsche Quarzdoppelprismen mit derselben konstanten Ablenkung von 90° und einer Dispersion von 9° 45′ für 200 bis 600 $\mu\mu$. Die Objektive sind vier Quarzlinsen, die durch Zahn und Trieb verstellt werden können; bei 30 mm nutzbarer Öffnung beträgt das Öffnungsverhältnis 1 : 5,2 bei 500 $\mu\mu$ und 1 : 4,5 bei 200 $\mu\mu$. Das Dispersionssystem I kann mittels einer Spiralnuttrommel mit Wellenlängenteilung im Gesamtgebiet von 800 bis 200 $\mu\mu$ eingestellt werden, wobei die Einstell- bzw. Meßgenauigkeit im sichtbaren Gebiet 0,2 $\mu\mu$, im Ultraviolett 1 bis 2 $\mu\mu$ beträgt. Das Dis-

persionssystem II ist zum ersten um 90° gekreuzt und um seine brechende Kante drehbar, damit jeder Teil des Spektrums so eingestellt werden kann, daß er durch die Mitte des Austrittsspaltes geht. Diese Einrichtung ist nötig, weil bei gekreuzten Prismen das Spektrum auf einer schiefen Ebene mit zum Austrittsspalt parallelen Linien abgebildet wird. Zur subjektiven Beobachtung kann der Austrittsspalt herausgezogen und durch ein Ramsdenokular von 20 mm Brennweite ersetzt werden; die Vergrößerung beträgt dann + 8. Für Spektralaufnahmen kann das Austrittsrohr vom zweiten Prisma abgenommen und statt dessen eine für Reihenaufnahmen eingerichtete und fertig abgestimmte Kamera (Format 6 × 9 cm) angesetzt werden. Dem Apparat beigegeben ist ferner noch ein Lichtfilter aus Bromdampf, um bei Untersuchungen im Spektrum die Intensität des Sonnenlichts zu mindern und daher namentlich bei längeren Expositionen eine Verschleierung der photographischen Platte zu verhüten. Dieses Filter absorbiert gerade die Strahlen, die die Platte hauptsächlich verschleiern, läßt aber die Strahlen unter 300 $\mu\mu$ hindurch. Mit der Quarzoptik des Apparats lassen sich die Untersuchungen auch noch ins ultrarote Gebiet bis etwa 2 μ ausführen. Zu dem Zweck kann auf den Austrittsspalt eine Thermosäule aufgesteckt werden. In der vorliegenden Abhandlung berichtet Verfasser sodann noch über Methoden zur Prüfung und Berichtigung des Apparates. *Flügge.*

Eine neue Methode für photographische Spektrophotometrie.

Von Loyd A. Jones. *Journ. Opt. Soc. of Am.* **10.** *S. 561. 1925.*

Es wird der Gebrauch der photographischen Platte auch für spektralphotometrische Messungen im sichtbaren Gebiet empfohlen, und zwar öffnet bzw. schließt sich bei der von der Eastman Kodak Co. angegebenen Konstruktion der Kollimatorspalt so, daß die Spaltbreite mit der Zeit logarithmisch zu- bzw. abnimmt, während die Platte mit gleichförmiger Geschwindigkeit an einem horizontalen Spalt, der in der Ebene des sich in horizontaler Richtung erstreckenden Spektrums liegt, in vertikaler Richtung verschoben wird.

Mit derartigen, auf derselben Platte exponierten Aufnahmen gelingt es, durch Ausmessung der Schwärzung spektralphotometrische Bestimmungen zu machen, wobei zu bemerken ist, daß es nicht auf Absolutbestimmungen, sondern nur auf die Bestimmung der Punkte gleicher Schwärzung ankommt; diese Bestimmung gibt der Verfasser zu 0,2 % genau an.

Über die absolute Genauigkeit der Methode, insbesondere im Vergleich zur visuellen, sind zahlenmäßige Angaben nicht gemacht worden; bei nicht genügender Vorsicht können die Ergebnisse auch wohl leicht durch systematische Fehler gefälscht werden. *Dz.*

Ein Spektralphotometer mit direkter Ablesung.

Von Carl W. Keuffel. *Journ. Opt. Loc. of Am.* **11.** *S. 403. 1925.*

Das von Keuffel und Erser gebaute Spektralphotometer ist dazu bestimmt, für technische Zwecke in Fabriken usw. zur Farbanalyse zu dienen. Alle Teile sind auf einer Aluminiumgrundplatte montiert; das Photometer besteht aus einem Spektrometer mit konstanter Ablenkung, in das ein als Photometerfeld dienendes Biprisma eingebaut ist; die Lichtschwächung erfolgt mit einem während der Rotation verstellbaren Sektor. Wesentlich neue Konstruktionsteile enthält die Apparatur nicht. *Dz.*

Eine neue Form des tragbaren Beleuchtungsmessers.

Von Davis H. Tuch. *Journal Optic. Soc. et Am.* **9.** *S. 303. 1934.*

Der Beleuchtungsmesser besteht aus einem etwa 40 cm langen Tubus, in dem die Vergleichslampe durch einen Trieb hin und her bewegt werden kann. An dem Tubus befindet sich eine Teilung, die die direkte Ablesung der Beleuchtungsstärke gestattet. Den Abschluß des Tubus bildet eine Milchglasplatte; die Flächenhelle dieser von der Vergleichslampe erleuchteten Milchglasplatte wird mit Hilfe eines Lummer-Brodhunschen Würfels verglichen mit der Flächenhelle eines Stückes weißen Löschpapiers, das auf die zu untersuchende Stelle gelegt wird. Eine Trockenbatterie sowie ein durch Drehen einer Schraube betätigter Rheostat sowie ein Voltmeter sind eigebaut; Farb- bzw. Rauchgläser können auf beiden Seiten eingesetzt werden. Der Apparat, der sich in der Praxis sehr gut bewährt haben soll, wiegt nur 3 Pfund. Die Fabrikanten sind Keuffel & Esser. *Dz.*

Über die Verwendbarkeit der Wolframbogenlampe zur Erzeugung ultravioletter Strahlung.

Von W. Loebe und W. Leidig. *Zeitschr. f. Techn. Physik* **6**. *S. 325. 1825.*

Eine Wolframbandlampe sowie eine Wolframbogenlampe werden mit einem Quarzfenster versehen und das ultraviolette Spektrum von 400 bis 200 mμ aufgenommen.

Die scheinbare untere Grenze des kontinuierlichen Spektrums der Wolframbandlampe befand sich bei etwa 270 mμ, wenn die Lampe eine wahre Temperatur von 2350° C hatte. Die Wolframbogenlampe ergab ein von der Gasfüllung (Argon bzw. Stickstoff) herrührendes Linienspektrum bis unterhalb 205 mμ; sie eignet sich also als ultraviolette Strahlungsquelle mit guter Konstanz.

Dz.

Ein Thermoelement zur Messung von Oberflächentemperaturen.

Von J. G. King und A. Blackie. *Journ. of Scient. Instr. 2. S. 260. 1925.*

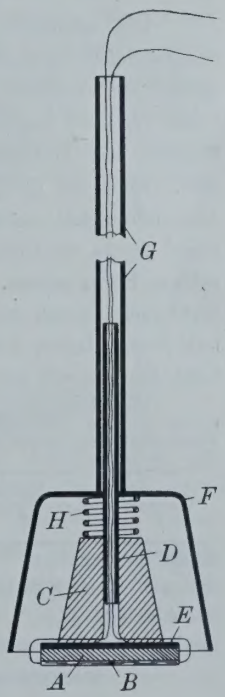
Die Verfasser beschreiben ein Meßgerät, das zur Messung der Temperatur der heißen Außenflächen von Dampfkesseln, Gasretorten, Koksöfen u. ä. bestimmt ist. Da es sich bei solchen Messungen meist nicht um Laboratoriumsversuche handelt, soll das Meßgerät leicht zu handhaben und einfach sein. Für den Bau des Instruments werden folgende Bedingungen aufgestellt:

1. Die Temperatur des Versuchsgegenstands darf sich durch das Anlegen des Meßinstruments nur wenig ändern, seine Wärmekapazität muß daher gering sein, die Arbeitsteile müssen möglichst genau die Temperatur der zu messenden Oberfläche annehmen, die Wärmedichtung an der „kalten" Seite muß gut sein.

2. Für eine gute Meßgenauigkeit ist ebenfalls möglichste Übereinstimmung der Temperatur der Arbeitsteile mit der Oberflächentemperatur erforderlich.

3. Für den praktischen Gebrauch ist eine kleine Zeitkonstante wünschenswert. Ferner soll das Instrument billig, nicht leicht zerbrechlich und einfach zu reparieren sein.

Unter Berücksichtigung aller dieser Forderungen ist von den Verfassern ein Instrument konstruiert worden, dessen Aufbau die nebenstehende Abbildung zeigt. Eine runde Kupferscheibe *A* von 1,8 cm Durchmesser und 1,5 mm Dicke hat auf der Unterseite eine Nut, in der das Thermoelement *B* aus Kupfer-Konstantan eingebettet ist. Das Thermoelement hat so einen guten Wärmekontakt mit der Kupferscheibe, die große Leitfähigkeit und geringe Wärmekapazität besitzt. Scheibe und Thermoelement sind mt schwarzem Emaillelack voneinander elektrisch isoliert, die ganze Unterfläche ist sodann zur Verbesserung der Wärmeabsorptionsfähigkeit mit mattschwarzem Lack überzogen. Die Kupferscheibe ist mit Stahlstiften (in der Abbildung nicht gezeichnet) an einem Kork *C* befestigt, welcher in der Mitte ein Glasrohr *D* trägt. Dieses ist innen zur besseren Wärmeisolation mit Asbest ausgelegt und dient zur Aufnahme der Drähte des Thermoelements. Zwischen Kupferscheibe und Kork ist als Wärmedichtung noch eine Asbestscheibe *E* angebracht. Als Schutz gegen die Wärmeverluste durch Strahlung ist das Ganze von einem polierten Nickeltiegel *F* umgeben, in dessen Boden ein Messingrohr *G* eingelötet ist. Dieses umschließt das Glasrohr *D* und ist innen gerade so weit, daß sich das Glasrohr bequem darin verschieben läßt. Eine Spiralfeder *H* aus Stahl zwischen Nickeltiegel und Kork hält die beiden Teile so zusammen, daß die Kupferscheibe etwa 2—3 mm über den unteren Rand des Tiegels vorsteht. Zum Zwecke der bequemeren Handhabung des Meßgerätes ist in geeigneter Weise dafür Sorge getragen, daß die Temperatur der zweiten Lötstelle des Thermokreises an einem Thermometer genau abgelesen werden kann, sodaß sie also nicht konstant gehalten zu werden braucht.



Die Prüfung des Gerätes wurde an zwei horizontalen, von unten geheizten Platten verschiedenen Materials vorgenommen. Die Platten wurden so ausgewählt, daß sie hinsichtlich ihrer Wärmeeigenschaften die Grenzfälle der praktisch für die Untersuchung in Frage kommenden Materialien dar-

stellten, und zwar war die eine Platte aus Isolationsmaterial von sehr niedriger Wärmeleitfähigkeit, die andere aus Stahl. Zur Temperaturkontrolle wurden in die Oberfläche der Platten etwa 5 cm voneinander entfernt drei Thermoelemente eingebaut; über dem mittleren wurde dann das Meßgerät auf die Platte aufgesetzt. Dabei zeigten während beider Versuchsreihen die zwei äußeren Thermoelemente keine Temperaturänderung an. Über den Temperaturverlauf an der Meßstelle selbst gibt die nachstehende Zahlentafel Aufschluß. Es bedeutet dabei

T_A die Ausgangstemperatur vor dem Aufsetzen des Meßgeräts,
T_E „ Beharrungsendtemperatur nach „ „ „ „
t_1 die Zeit, die verging, bis das Meßgerät die Temperatur T_A anzeigte,
t_2 „ „ „ „ „ „ „ „ „ T_E „ .

Platten-Material:	T_A	t_1	T_E	t_2	$T_E - T_A$
	° C	Min.	° C	Min.	° C
Newall Isolations-Ziegel	81	7	94	21	13
	110	7	130	20	20
	139	6	162	18	23
	153	5	184	17	31
Stahl	97	—	95	6	— 2
	134	—	130	6	— 4
	172	—	168	6	— 4
	189	—	186	5	— 3

Wie man aus der Zahlentafel ersieht, verhält sich das Meßgerät je nach dem Material der zu messenden Oberfläche ganz verschieden. Während bei der Stahlplatte die Zeitkonstante verhältnismäßig klein ist und die gemessene Temperatur sich etwas zu niedrig ergibt, wird bei der Platte aus Isolationsmaterial die Beharrungsendtemperatur erst nach ziemlich langer Zeit erreicht und liefert viel zu hohe Werte. Wird jedoch die Ablesung etwa 6 Minuten nach dem Aufsetzen des Meßgeräts vorgenommen, so bleibt in beiden Fällen der Meßfehler bei den angegebenen Temperaturen unterhalb etwa 5 ° C. *Lh.*

Ein hochempfindliches astatisches Galvanometer mit kurzer Schwingungsdauer.

Von A. C. Downing. *Journ. of Scient. Instr. 2. S. 255. 1925.*

Die mitunter recht störende lange Schwingungsdauer des Galvanometers von Broca ist hauptsächlich durch dessen unnötig schweres bewegliches System verursacht. Um sie zu verkleinern, ersetzt der Verfasser das seitherige Magnetsystem durch ein System von viel geringerer Masse: An Stelle der zwei langen und schweren vertikalen Doppelmagneten benutzt er vier kurze horizontale Magnete aus Cobaltstahl mit bedeutend kleineren Abmessungen, die paarweise astetisch angeordnet sind. Auch die übrigen Teile des beweglichen Systems werden leichter ausgeführt. So wird die Aluminiumachse, welche die Magnete trägt, durch einen dünnen Glasstab, der Aluminium-Dämpfungsflügel durch ein Glimmerblättchen und der runde Spiegel durch einen wesentlich kleineren dreieckiger Form ersetzt. Dadurch gelingt es, das Gewicht des Systems von 380 mgr auf 12 mgr zu verkleinern, sodaß zur Aufhängung ein Quarzfaden von 0,8 μ Dicke verwendet werden kann, welcher mit einem kleinen Schellack-Tröpfchen am oberen Ende des Glasstabs angekittet wird. Ein Torsionskopf, ähnlich wie beim Galvanometer von Paschen, erleichtert das Einsetzen des Systems.

Zur Beurteilung des Instruments diene nachstehende Tabelle, die Zahlen zum Vergleich des alten und des neuen Broca-Galvanometers, sowie des Galvanometers von Paschen enthält:

Galvanometer-Type	Spulenwiderstand (angenähert)	Schwingungen/sec ungedämpft	Ausschlag auf 1 m Entfernung für 1 μA	Normal-empfindlichkeit
Broca umgeändert	10 Ohm	2,4	350 mm	2250
Broca (nach Katalog)	10 „	10,5	„	150
Paschen („ „)	12 „	1,82	„	4000
Paschen (besonderes Versuchssystem)	12 „	1,48	„	6000

Als Nachteil des neuen Instruments gegenüber dem alten Broca-Galvanometer wird die geringere Konstanz des Magnetismus angeführt, sowie das Fehlen einer Arretiervorrichtung, was bei weiterem Transport eine besondere Verpackung des Systems nötig macht, als Vorteil der geringere Preis gegenüber dem Paschenschen Galvanometer, sowie die durch die geringere Länge des Magnetsystems bedingte größere Unempfindlichkeit gegen mechanische und magnetische Störungen.

Zum Schuß werden noch einige Hinweise für den Bau des neuen Systems gegeben. Da die Störungsfreiheit vor allem symmetrische und gerade Aufhängung des Systems zur Voraussetzung hat, ist besonders darauf zu achten, daß die Magnete gleich und der Glasstab möglichst gerade ist, sowie daß der Quarzfaden genau in der Achse des Glasstabs befestigt wird. *Lh.*

Das Multi-Vibrations-Galvanometer.

Von P. Rothwell. *Journ. of Scient. Instr.* **2.** *S. 251. 1925.*

Zur Messung von Schallfrequenzen auf elektrischem Wege verwendet der Verfasser einen Satz stufenweise abgestimmter Vibrationsgalvanometer in Verbindung mit einem Mikrophon. Der in dem vorliegenden Aufsatze beschriebene Apparat enthält 12 Schwingungselemente nach dem Prinzip des Vibrationsgalvanometers von Campbell, die in einer Linie zwischen den Schenkeln eines Elektromagneten für 110 V. Spannung angeordnet sind. Mit Hilfe einer zylindrischen Linse wird das Bild eines beleuchteten Schlitzes auf die Spiegel der Schwingungselemente und von da auf einen 1 m entfernten Schirm geworfen und beobachtet. In geeigneter Weise ist dafür Sorge getragen, daß die Spiegel der Elemente genau gegeneinander ausgerichtet werden können, sodaß die Lichtflecke in eine vertikale Linie fallen. Die einzelnen Elemente werden zwischen 128 und 197 Per/sec im Verhältnis 104/100 zueinander abgestimmt; dabei ist darauf zu achten, daß die mit einer Feder einstellbare Spannung des Aufhängungsdrahtes genügend groß ist, damit nur einfache Resonanz zustande kommen kann und die Empfindlichkeit und Stabilität der Eichung nicht leiden.

Für die Eichung wird das Multi-Vibrations-Galvanometer und ein hochohmiger Kopffernhörer mit einem regelbaren elektrischen Schwingungskreise in Reihe geschaltet. An Stelle der Membran wird über den Magneten des Telephons ein Sonometerdraht ausgespannt, der durch die Wirkung der Magnete in Schwingung versetzt wird. Aus den Abmessungen des Drahtes läßt sich dann die Frequenz genau berechnen.

Eine zweite Ausführung des Multi-Vibrations-Galvanometers benutzt an Stelle des oben erwähnten gemeinsamen Elektromagneten einen permanenten Magneten für jedes einzelne Element und erspart dadurch die Hilfsspannung zur Erregung des Elektromagneten. Ein weiterer Vorteil liegt in der veränderten Art der Anordnung der einzelnen Elemente, die eine bequemere Ausrichtung gestattet. Außerdem kann im Gegensatz zu der ersten Ausführung die Zahl der Elemente beliebig groß gewählt werden. Die Empfindlichkeit gegen mechanische Störungen ist bei genügender Spannung der Aufhängung bei beiden Ausführungen gering und gestattet sogar ohne weiteres eine Verwendung des Instruments an Bord von Schiffen. *Lh.*

Bücherbesprechungen.

Mitteilungen des Reichsamts für Landesaufnahme. 1925. Heft 1—3. Im Selbstverlage.

Seit Mai 1925 erscheint die hier angekündigte neue periodische Druckschrift, die als wertvolle Ergänzung unserer Fachliteratur überall dankbare Aufnahme finden wird. Ihr Zweck ist, gemäß den Einführungsworten des Präsidenten des Reichsamts für Landesaufnahme, in ihrem amtlichen Teil alle für die Öffentlichkeit wichtigen Angaben aus der Tätigkeit des Reichsamts, besonders die Arbeitspläne, die Berichte über geleistete Arbeiten und die Mitteilungen über neu herausgegebene und berichtigte Karten bekannt zu geben. In einem umfangreichen nichtamtlichen Teil sollen die etwa vierteljährlich erscheinenden Hefte Aufsätze aus dem Gebiet des Vermessungswesens und der Kartographie für Fachleute und Laien bringen und die gesamte Öffentlichkeit über die Bedeutung des Kartenwesens für Siedlung und Unterricht, Volkswirtschaft und Statistik, sowie für

den Bewegungssport aller Art, aufklären. Ferner finden wichtige Mitteilungen der Reichskartenstelle, eine Zeitschriftenschau sowie Besprechungen Aufnahme.

Die bisher erschienenen Hefte verwirklichen dieses Programm bereits in vollem Umfange und legen Zeugnis davon ab, mit welch großem Erfolg das Reichsamt seine Umstellung auf Friedensarbeit vollzogen hat. Besondere Erwähnung verdient die würdige äußere Form der Mitteilungen, die von der Reichskartenstelle selbst gedruckt werden und die Sorgfalt dieses Instituts wiederspiegeln. *G.*

Wilski, P., Anweisung zur Ausführung der zentrischen Schachtlotung mit Obenträgern und Untenträgern, sowie mit mehreren Gewichten. 8°. 66 S. mit 9 Abb., z. T. auf herausklappbaren Tafeln. Freiberg, Sa., 1923. Verlag E. Mauckisch. Pr. 2,40 RM.

Auf keinem Gebiet der Markscheidewissenschaft und -technik ist in den beiden letzten Jahrzehnten so eifrig durch spekulative Überlegung, Auswertung empirischer Erfahrung, Versuch und praktische Erprobung gearbeitet worden, wie an der Ausgestaltung der Richtungsübertragung durch Gewichtslotung in seigeren Schächten. Man kann sogar sagen, daß die Inangriffnahme des Problems durch P. Wilski einen vollständig neuen Entwicklungsabschnitt eingeleitet hat. Das recht umfangreich gewordene Fachschrifttum — ich erinnere nur an die Namen P. Wilski und E. Fox — gibt hierüber die beste Auskunft.

Es ist daher ganz besonders wertvoll, daß P. Wilski die vorliegende „Anweisung" bearbeitet und herausgegeben hat. Indem er hierbei gewisse bewährte Grundsätze militärischer Dienstvorschriften auf die Darstellung eines an sich ziemlich umfangreichen technischen Messungsvorganges anwandte, gelang es ihm, zu einer anerkennungswerten Klarheit der Darstellung zu kommen.

Die Schrift gliedert sich in neun Abschnitte, von denen die ersten fünf die Vorarbeiten über und unter Tage, das Hängen der Lote und die Messungen über und unter Tage behandeln, während die letzten vier der Berechnung der Lotung mit und ohne Ableitung des mittleren Fehlers und der Darstellung von zwei durchgerechneten Schachtlotungen (710 m Lotungsteufe, Gewichtssätze für einen Draht 142 und 316 und 417 kg bzw. 336 und 356 und 376 kg, Beobachtung von 13 Umkehren in jedem Schwingungssatz) gewidmet sind.

Die zu der zentrischen Schachtlotung nach dem Schwer- und Mehrgewichtsverfahren erforderliche instrumentelle Ausrüstung ist von P. Wilski entwickelt und beschrieben worden. Ich kann auf Einzelheiten an dieser Stelle nicht eingehen, zumal jeder Fachmann diese wert- und verdienstvolle Schrift selbst durcharbeiten muß. Die Instrumentenkunde ist aber ihrerseits insofern interessiert, als neben der Schachtlotung die feinmagnetischen Verfahren und der Vermessungskreisel sich um das Problem der Richtungsübertragung eifrigst bemühen, ein Problem, dessen befriedigende Lösung für den hochentwickelten Bergbau Deutschlands von größter Bedeutung ist.

K. Lüdemann.

Mitteilung der Schriftleitung.

Nachdem Herr Professor Dr.-Ing. P. Werkmeister in Dresden-A 24, Reichenbachstr. 4, die Güte gehabt hat, für unsere Zeitschrift das Referat über Geodäsie zu übernehmen, ergeht an die Herren Autoren die Bitte, Sonderabzüge von Veröffentlichungen dieses Fachgebietes aus anderen Zeitschriften des In- und Auslandes, deren Besprechung im Referate-Teil der Zeitschrift für Instrumentenkunde erwünscht ist, Herrn Prof. Werkmeister unmittelbar zugehen zu lassen.

Göpel.

Nachdruck verboten.

Verantwortlich für die Redaktion: Oberregierungsrat Professor Dr. F. Göpel in Charlottenburg.
Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Kuratorium:

Prof. Dr. **E. Kohlschütter** in Potsdam, Vorsitzender, Prof. Dr. **R. Straubel** in Jena, Prof. Dr. **F. Weidert** in Berlin-Zehlendorf, geschäftsführendes Mitglied.

Schriftleitung: Oberregierungsrat Prof. Dr. **F. Göpel** in Charlottenburg-Berlin.

XLVI. Jahrgang. **März 1926.** Drittes Heft.

Die Tätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt im Jahre 1925[1]).

Allgemeines.

Oberregierungsrat Dr. Kösters wurde vom 1. April 1925 ab mit der vorläufigen Leitung der Abteilung I für Maß und Gewicht beauftragt und mit Wirkung vom 1. Oktober 1925 zum Direktor ernannt.

Der Direktor der Abteilung IV, Geh. Regierungsrat Prof. Dr. Brodhun, wurde infolge Erreichung der Altersgrenze mit Ablauf des Monats Januar 1926 in den dauernden Ruhestand versetzt.

Oberregierungsrat Prof. Dr. Geiger hat auf seinen Antrag am 30. September 1925 die nachgesuchte Entlassung aus dem Reichsdienst bewilligt erhalten, um einer Berufung als ordentlicher Professor an der Universität Kiel Folge zu leisten. An seiner Stelle wurde Regierungsrat Dr. Bothe mit der Leitung des Laboratoriums für Radioaktivität beauftragt.

Regierungsrat Dr. Block ist am 30. Juni 1925 aus dem Reichsdienst ausgeschieden. Ihm ist mit Wirkung vom 1. Juli 1925 die Stelle des Eichungsdirektors für die Provinz Ostpreußen in Königsberg i. Pr. übertragen.

Die neu geschaffene Stelle eines theoretischen Physikers ist Herrn Prof. Dr. v. Laue übertragen; er ist als solcher seit 24. März 1925 tätig.

Auf Grund einer in der vorjährigen Kuratoriumssitzung gefaßten Resolution und der daraufhin ausgearbeiteten Denkschrift ist die Einstellung von 5 wissenschaftlichen, 8 technischen Angestellten und 1 Laboratoriumsarbeiter ermöglicht worden. Diese Neueinstellungen haben empfindliche Lücken im Tätigkeitsbereich der Anstalt ausgefüllt und auch intensive Weiterarbeit auf anderen Gebieten in wünschenswerter Weise ermöglicht.

Die wissenschaftliche Fühlungnahme mit den Gelehrten der Universitäten, welche durch die Resolution II der vorjährigen Kuratoriumssitzung angestrebt war, ist im Berichtsjahre in der Weise in Erscheinung getreten, daß folgende Universitätsgelehrte in der Reichsanstalt gearbeitet haben: die Professoren Dr. Pohl und Dr. Gudden vom Physikalischen Institut der Universität Göttingen und Dr. Lenz vom Physikalischen Institut der Universität München. Seit Januar 1926 arbeitet hier Dr. Hansen vom Physikalischen Institut der Universität Jena.

Abteilung I.

Unterabteilung Ia.

1. Allgemeine Angelegenheiten des Maß- und Gewichtswesens[2]).

Die bisherigen Unterabteilungen Ia und Ib wurden nach dem Abbau zweier in ihnen beschäftigten Beamten zusammengelegt und die Aufgaben, soweit sie besondere Gebiete betrafen, den Sachreferenten überwiesen. Die Übereinstimmung in der Form und die Herstellung der Beziehungen auf diesen Gebieten ist Angelegenheit des Direktors.

[1]) Auszug aus dem an das Kuratorium der Reichsanstalt im März 1926 erstatteten Bericht.
[2]) Drewitz.

Außer den sonstigen allgemeinen Angelegenheiten des Maß- und Gewichtswesens soll in der Unterabteilung Ia behandelt werden: Ausländisches Maß-, Gewichts- und Eichwesen und Herstellung einer gewissen internationalen Übereinstimmung, ferner Rechtsprechung im Maß- und Gewichtswesen. Es ist beabsichtigt, die Ordnung und Nutzbarmachung der Vorschriften ausländischen Eichwesens, von denen die Abteilung eine bedeutende und wertvolle Sammlung besitzt, in anderer und wirksamerer Weise herbeizuführen.

Laboratorium Ib für Längenmaße.

2. Prüfungen und Beglaubigungen[1]).

Es wurden geprüft und beglaubigt:

521 rechteckige Parallelendmaße ersten Ranges,
126 zylindrische Endmaße verschiedener Art,
6 Strichmeterstäbe ersten Ranges (mit Ausdehnung),
10 Strichmeterstäbe (Stahl, Messing) geringerer Güte,
6 Skalen verschiedener Länge (Glas, Messing, Invar),
2 Strichmaße (Stahl) unter 1 m,
6 Strichmaße (Stahl) über 1 m bis 4 m,
2 Meßlatten mit Invarband,
1 Bandmaß (Invar) zu 4 m,
3 Bandmaße (Stahl) von 20—50 m.
12 Jäderindrähte (Invar) zu 24 m,
8 Ausdehnungsbestimmungen an gehärteten und ungehärteten Stahlproben,
3 Lummer-Gehrcke-Platten (dicke),
4 Ohmröhren,
1 Quarzplatte (dicke),
5 Meßgeräte verschiedener Art für wissenschaftliche und technische Zwecke,
130 Meßgeräte verschiedener Art für das Reichsschiffsvermessungsamt,
279 Meßgeräte verschiedener Art für die Zollverwaltung

zusammen 1125 Gegenstände.

Bei einer Reihe von Prüfungsgegenständen (Endmaßen, Strichmaßen, Bandmaßen) wurde die Wärmeausdehnung untersucht. Die Bestimmung sämtlicher Striche eines 1000-mm-Maßstabes ersten Ranges, der als Hauptnormal für eine Meßwerkzeugfabrik dient, ist nahezu vollendet.

3. Jäderindrähte[2]).

Die Prüfung der obenerwähnten 12 Jäderindrähte für Basismessungen, die für Rußland bestimmt waren, erforderte in Anbetracht der nötigen Genauigkeit besondere Maßnahmen. Sie wurden mit dem Bandmaßnormal B 30 der Abteilung I verglichen, das zu diesem Zwecke unmittelbar vor der Messung über das 4-m-Strichmaß J_4 aus Nickelstahl an das Meter neu angeschlossen wurde. Die Bestimmung des Ausdehnungskoeffizienten an einer Probe ergab: $-0{,}21 \cdot 10^{-6}$ für 1° C, der Spannungskoeffizient bei 10 kg Belastung entsprach den bei ähnlichem Material von Benoît und Guillaume gefundenen.

4. Temperaturmessung von Drähten durch elektrische Widerstandsbestimmung[3]).

Da zunächst eine Probe des Drahtes für die Bestimmung der Wärmeausdehnung des Materials nicht zur Verfügung stand, andererseits für eine gleichmäßige Heizung so großer Längen Hilfsmittel nicht vorhanden sind, wurde der Versuch gemacht, die mittlere Temperatur der Drähte, bei gleichzeitiger unmittelbarer elektrischer Heizung der Drähte, durch elektrische Widerstandsmessungen zu bestimmen (s. Nr. 40). Die Versuche mußten wegen der Eilbedürftigkeit der Längenmessungen abgebrochen werden. Es ist handelt sich um folgenden allgemeinen Gedanken: Die Temperatur der Drähte läßt sich besonders im Felde mit Thermometern und dgl. nur außerordentlich schlecht bestimmen. Die elektrische Widerstandsbestimmung der Drähte liefert aber ohne Schwierigkeiten, wenn der Querschnitt gleichmäßig ist, selbst bei unregelmäßiger Temperaturverteilung die für die Länge maßgebende mittlere Temperatur. Es ist dabei nur nötig, die Länge als Funktion des elektrischen Widerstandes

---

[1]) Kösters, Langbein, Kreuter, Kornatz, Lampe, Neumann, [Menzel], Weber, Schröter.

[2]) Kreuter, Lampe. [3]) Kösters, Kreuter, Lampe.

zu kennen. Man wird auf diese Weise imstande sein, bei Drahtmessungen im Felde wieder zu längenbeständigerem Material, wenn auch von größerer Ausdehnung, überzugehen. Die Versuche werden zu geeigneter Zeit fortgesetzt werden und versprechen eine erhebliche Steigerung der Sicherheit und Genauigkeit bei Draht- und Basismessungen.

5. Endmaße[1]).

Die Justiergenauigkeit der Endmaße hat sich im Berichtsjahre wieder erheblich gesteigert, so daß die Fehler bei guten Sätzen bis 100 mm Länge 0,1 μ nicht überschreiten. Nach der von dem Normenausschuß für Meßwesen beschlossenen Definition der Endmaßlänge ist die Länge eines Parallelendmaßes gleich dem Abstand einer Endfläche von einer an die zweite Fläche angeschobenen (durch Adhäsion befestigten) ebenen Fläche aus gleichem Material. Im Interesse einer Kontrolle des guten Anschubes wird bei dem direkten Wellenlängenanschluß von Stahlendmaßen eine ebene Quarzplatte benutzt. Die hierbei gefundene Länge des Endmaßes muß um 0,08 μ vergrößert werden, damit die definitionsgemäße Länge gefunden wird. Die Korrektion wurde aus einer Reihe von Versuchen mit Endmaßen verschiedener Herkunft bestimmt und als innerhalb der Beobachtungsfehler genügend konstant befunden. In neuerer Zeit sind von einer Firma Endmaße von sonst guter Beschaffenheit in den Handel gebracht, die infolge verhältnismäßig rauher Politur eine sehr schwache Adhäsion aufweisen. Eine Untersuchung der oben erwähnten Korrektion bei diesen Maßen und ihrer Anschiebegenauigkeit ist im Gange und scheint eine Abhängigkeit der Korrektionsgröße von der Politur zu ergeben.

6. Interferenzkomparator[2]).

Versuche mit dem neuen Interferenzkomparator und den beiden Kryptonlinien 587 und 557 mμ haben gezeigt, daß 200 mm Endmaßlänge ohne Schwierigkeit überbrückt wird. Die relative Bestimmungsgenauigkeit von Endmaßen durch unmittelbaren Vergleich mit Lichtwellenlängen steigt damit auf etwa $1 \cdot 10^{-7}$ der Länge, erreicht oder überschreitet damit die Genauigkeit der Definition des Meterprototyps. Da zwischen den Wellenlängenbestimmungen dieser Kryptonlinien im Vergleich mit der roten Cadmiumlinie 643,8 mμ noch Differenzen bis zu $5 \cdot 10^{-7}$ der Länge auftreten, so ist eine Neubestimmung dieser Linien mit großen Mitteln im Vergleich zur Cadmiumlinie 643,8 und dem Meterprototyp dringend erforderlich. Ein Instrument für die Bestimmung von Wellenlängen im Vergleich mit Cadmium ist von der Firma Zeiss bereits beschafft, die Prototypvergleichung muß aus Mangel an Mitteln auf das nächste Jahr verschoben werden.

7. Lange Endmaße[3]).

Die Bestimmung langer Endmaßnormale bis zu 1 m wurde fortgesetzt. Es wurde ein Komparator konstruiert und hergestellt, der das so gewonnene Maß auf andere zu bestimmende Endmaße überträgt. Mit Hilfe dieser langen Endmaße wird es möglich sein, die Beziehung zwischen Strichmaßbestimmung und Wellenlängenbestimmung (Interferenzkomparator, Krypton) schon mit erheblicher Genauigkeit herzustellen und damit eine Kontrolle des Strichprototyps herbeizuführen.

Viel Zeit konnte diesen Versuchen nicht gewidmet werden, da eine Überlastung der Abteilung I mit laufenden Arbeiten bei vermindertem Personalbestand besteht. Diesem Umstand konnte nur dadurch begegnet werden, daß sich die Abteilung auf die Erledigung derjenigen Arbeiten beschränkte, für die eine gesetzliche Verpflichtung besteht oder denen eine erhebliche Bedeutung für die deutsche Wirtschaft zukommt. An Prüfungsarbeiten konnten bei angestrengter Arbeit etwa 50% mehr als im Vorjahre erledigt werden. Es ist zu hoffen, daß nach vollkommener Einarbeitung der neu eingestellten Kräfte die Verhältnisse sich bessern werden.

8. Längenmeßmaschinen[4]).

Auf dem Gebiet der Längenmessungen ist ähnlich, wie auf dem der Massenbestimmungen, das Bedürfnis verstärkt aufgetreten, Abmessungen von Längen und Flächen ohne eigentliche Maße mit Hilfe von Meßmaschinen im Handel zu bewirken.

Diese Art der Abmessung ist in gewissen Industrien (Textilindustrie, Lederhandel) im Großhandel schon lange üblich gewesen, beginnt jetzt aber auch, nach dem Vorgange des Auslandes, in den Kleinhandel einzudringen.

Das hat zu einer Reihe von Anträgen auf Zulassung derartiger Meßgeräte zur Eichung geführt.

Bis jetzt ist eine Drahtmeßmaschine und eine Stoffmeßmaschine, letztere in mehreren Ausführungsformen, zur probeweisen Eichung zugelassen worden.

---

[1]) Lampe, Weber.
[2]) Kösters, Lampe, Weber. [3]) Kösters.
[4]) Langbein, Neumann.

Es wurden die entsprechenden Prüfungsverfahren ausgearbeitet, für die Stoffmeßmaschinen ein einfacher Prüfungsapparat gebaut und außerdem für die bisher einzige seit 1916 bereits zur Eichung zugelassene Ledermeßmaschine, die jetzt häufiger zur Eichung kommt, die Instruktion veröffentlicht.

Laboratorium Ic.

9. Prüfungshilfsmittel[1]).

Ein Meßapparat der Firma J. J. Fuchs & Sohn in Bernburg, an dem unmittelbar die inneren Einteilungsfehler der Kerbenteilung der Laufgewichtswaagebalken abgelesen werden können, wurde zum amtlichen Gebrauche zugelassen und eine Beschreibung mit Abbildungen, sowie die zugehörige Ergänzung der Instruktion veröffentlicht. Für die Untersuchung der Apparate ist in der Werkstatt der Abteilung eine besondere Prüfungsvorrichtung hergestellt worden.

Laboratorium Id.

10. Prüfungen f. d. Reichsanstalt[2]).

11. Prüfungen f. Behörden[2]).

12. Prüfungen f. Private[2]).

Die hauptsächlichsten der ausgeführten Prüfungen und Beglaubigungen waren folgende:

Normalgewichtssatz Nr. 6 (0,5 mg — 1000 g),
88 Gebrauchsnormale für Präzisionsgewichte,
214 Eichfehlergewichte für Handelsgewichte,
184 Eichfehlergewichte für Präzisionsgewichte,
2 Satz Präzisionsgewichte (0,01 g — 100 g),
1 Satz Platin-Reitergewichte (0,5 g),
1 Satz Kontrollnormale für Präzisionsgewichte,
38 Garnwaagen,
43 Garnwaagengewichtssätze,
3 Normalgetreideprober zu $^1/_4$ l,
3 dgl. zu 1 l,
1 dgl. zu 20 l,
1 Werkstattnormalgewichtssatz aus Eisen (1 kg — 20 kg),
24 analytische Gewichtssätze,
7 analytische Einzelgewichte,
1 Gewichtssatz aus Bergkristall (1 g — 50 g),
4 Einzelgewichte aus Bergkristall (1 g u. 10 g),
15 Werkstattnormalgewichte aus Platin für Torsionswaagen (0,5 mg — 25 mg),
1 Werkstattnormalgetreideprober zu 1 l,
1 Getreideprober zu 20 l (außerhalb).

Laboratorium Ie.

13. Laufende Prüfungen von Aräometern[3]).

Geprüft wurden:

30 Arbeitsnormale der Fabrikanten (Alkoholometer nach Gew.-% und nach Vol.-% Tralles; Dichtespindeln für Mineralöle, Zuckerspindeln): davon 12 an je 5 Punkten; 18 mit voller Fehlertafel.
2 Seewasseraräometer für die Arbeiten des Instituts für Meereskunde,
7 Alkoholometer für die Beamten der Reichsmonopolverwaltung,
89 Haupt- und Gebrauchsnormale der Eichämter (Alkoholometer nach Gew.-%, Alkoholometer nach Vol.-% österreich. Skale, Dichtespindeln für Mineralöle, Zuckerspindeln); davon 65 an je 5 Punkten, 24 mit voller Fehlertafel.

zusammen 128 Apparate.

[1]) Felgentraeger (bis 31. März), Zingler (vom 1. April ab), Schönherr, Drewitz (bis 31. März), Lanzrath (vom 1. April ab), Kornatz (vom 15. Nov. ab), Blum.
[2]) Schultze, Wölfer (bis 1. September), Lenk.
[3]) Bein, Hartmann, Hoffmann; vom 1. Dezember Mentzel.

14. Prüfungen von Normalaräometer für Eichämter in Rußland und in Polen[1]).

Die von der Firma W. Klein, Charlottenburg, hergestellten 89 Normale gehören zur Ausrüstung von Eichämtern in Rußland und in Polen. Die Fehler der Instrumente werden, wie die Normale der Reichsanstalt, mit einer Genauigkeit von wenigen Einheiten der fünften Dezimale der Dichte bestimmt. Die umfangreiche Arbeit, die mehrere Beobachter stark beansprucht, wird erst im Jahre 1926 beendet werden.

15. Laufende Prüfungen von chemischen und medizinischen Geräten[2]).

Es gelangten ferner zur Prüfung und Beglaubigung folgende Glasinstrumente:

33 Pyknometer verschiedener Konstruktion,
2 Thermo-Pyknometer,
57 Pyknometerröhrchen für Butyrometerprüfungen,
41 Kapillar-Mischpipetten für Blutuntersuchungen,
2 Überlauf-Kapillarpipetten für Blutuntersuchungen,
18 automatische Pipetten,
14 zerlegbare Büretten mit automatischer Nullpunkteinstellung,
4 Titrierapparate,

} für Forschungsarbeiten auf dem Vermessungsschiff Meteor der Deutschen Atlantischen Expedition,

zusammen 171 Geräte.

16. Zulassung von Volumenalkoholometern zur Eichung[3]).

Die Volumenalkoholometer nach Tralles waren bis 1888 eichfähig. Sie wurden dann bei der Neuordnung der Branntweinsteuergesetzgebung durch Gewichtsalkoholometer ersetzt. Die Bestimmungen des Branntweinmonopolgesetzes von 1922 über den Trinkbranntwein, sowie die Verhältnisse im Verkehr mit Trinkbranntwein haben Anlaß gegeben, die Frage zu erörtern, ob neben den Gewichtsalkolometern auch noch Volumenalkoholometer zur Eichung zuzulassen sind. Mit einigen Vertretern des Trinkbranntweingewerbes ist diese Frage eingehend erörtert worden. Wofern die Zulassung von Volumenalkoholometern zur Eichung erforderlich wird, ist es am zweckmäßigsten, die Normaltemperatur wie diejenige der Gewichtsalkoholometer auf + 15° C festzusetzen. Zweifelhaft ist es, welcher Skale man den Vorzug geben soll. In Betracht kommen vier: 1. die von Tralles, 2. die von Stampfer (amtlich in Österreich, sowie in den Nachfolgestaaten), 3. die von Mendeleef (amtliche deutsche Skale der Gewichtsalkoholometer), 4. die von Osborne (Skale des Bureau of Standards). Wie weit diese Skalen miteinander übereinstimmen, wird noch genauer untersucht werden.

17. Amtliche Zuckerspindeln für Bier und Bierwürze[4]).

Das Biersteuergesetz von 1923 ist im August 1925 dahin abgeändert worden, daß 3 Arten von Bieren von verschiedenem Stammwürzegehalt unterschieden werden. Die Biersteuer wird nach diesem Würzegehalt, der in Zuckerprozenten gemessen wird, gestaffelt. Zur Durchführung des neuen Gesetzes gebrauchen die Steuerbeamten neben der bisherigen Zuckerspindel von 0,9—14,6 % eine zweite bis 25 % Zucker reichende Spindel. Die Normaltemperatur beider Spindeln ist + 20° C.

18. Kapillaritätsuntersuchungen über Wulstgewichte[4]).

Die Oberflächenspannung wird am einfachsten und genausten aus dem Gewicht von Flüssigkeitswulsten bestimmt. Dazu eignet sich eine Waage mit kreisförmigen Balken, wie sie z. B. 1922 von Fahrenwaldt beschrieben wurde. Vielfach wird indessen für derartige Wägungen eine Torsionswaage benutzt. Diese gibt aber nicht eine Genauigkeit von $^1/_{1000}$ des Wulstgewichtes; auch ist es erforderlich, die Teilung der Skale und die Konstanz der Einstellung wiederholt durch Hilfsgewichte nachzuprüfen.

19. Kapillarwellen[4]).

Lord Kelvin hat 1871 eine Beziehung zwischen den Abständen der Kräuselwellen voneinander und der Oberflächenspannung abgeleitet. Auf Grund dieser Beziehung hatte Prof. L. Grunmach eine Methode zur Messung der Oberflächenspannung (α) ausgearbeitet und seine Resultate seit 1898 in einer großen Reihe von Arbeiten (z. B. *Wiss. Abhandl. der Normal-Eichungskommission 3. S. 104*) mitgeteilt. Die Methode gab sehr schwankende Werte, diese waren für Wasser sehr hoch (7,7), für absoluten Alkohol sehr niedrig. Die Schwankungen der Werte rühren von der Schwierigkeit her, die Wellenabstände λ genügend sicher messen zu können. Die Messung müßte, weil α von der dritten Potenz von λ abhängt, mit einer Genauigkeit von 0,002 mm ausführbar sein, wenn man die Oberflächenspannung auf $^1/_2$ % genau ermitteln wollte. Der Versuch, die Wellen durch größeren Kontrast (hell auf dunklem Grunde) besser als

[1]) Bein, Hartmann, Hoffmann; vom 1. Dezember Mentzel.
[2]) Roerdansz, Hoffmann.
[3]) Bein, Hartmann.
[4]) Bein.

früher sichtbar zu machen, gab nur eine Genauigkeit von 0,02 mm. Das Wellensystem blieb, da es durch den Anschlag einer Stimmgabel erregt wurde, sehr unruhig. Will man genauere Resultate haben, so muß man den gesamten Apparat umbauen. 1. Die Stimmgabel muß schräg liegen, 2. sie muß durch Resonanz erregt werden. Das ist leicht möglich mit Hilfe von Röhrensendern (vgl. *Zeitschr. f. Instrumentenkunde 45. S. 144. 1925*). Es treten dann auch tatsächlich stehende Wellen auf, 3. diese müssen so beleuchtet werden, daß sie als feine Linien erscheinen. Dazu ist eine Beleuchtung senkrecht von oben durch Autokollimation erforderlich, wie sie bei den Endmaßmessungen schon vorhanden ist. Die bisherigen Einrichtungen sind so unvollkommen, daß man aus den auf diesem Wege früher erhaltenen Zahlen keine sicheren Schlüsse ziehen kann.

Die folgenden Werte lassen einen Vergleich mit den früheren Beobachtungen von Grunmach (*Wiss. Abhandl. der Normal-Eichungskommission 8. S. 194;* für Benzol: Elster und Geitel-Festschrift 1915. S. 488) zu.

I a_{20} in mg/mm		II $\frac{a^2}{2}$ für 15°		I a_{20} in mg/mm		II $\frac{a^2}{2}$ für 15°	
1925	Grunmach	1925	Wulstgew.	1925	Grunmach	1925	Wulstgew.
7,35[1]		7,43		2,44[1]		2,78	
7,40		7,47		2,63[2]		2,99	
7,23[1]		7,30		2,73	2,52	3,09	3,11
7,25	7,66 Wasser	7,32	7,48 Wasser	2,69	61,8% Alk	3,05	61,8 % Alk.
7,10		7,17		2,25[2]		2,86	
7,69[2]		7,76		2,16	1,95	2,75	2,90
7,80		7,87		2,24	99,8% Alk.	2,85	99,8% Alk.
7,50		7,56		2,77[2]		3,21	
				2,77	2,75 Benzol	3,20	3,40 Benzol
				2,80	(techn.)	3,24	

Die Art der Erneuerung der Oberfläche scheint von Einfluß auf die Oberflächenspannung zu sein.

20. Instruktionen für Butyrometer u. andere chemische Meßgeräte[3]).

An der Hand eingehender Untersuchungen wurden Richtlinien für die Prüfung von Butyrometern aufgestellt.

Es wurde eine Instruktion zu X (Meßgeräte für wissenschaftliche und technische Untersuchungen aus Glas) der Eichordnung nebst dem dazu gehörigen Tabellenwerk ausgearbeitet.

Laboratorium If.

21. Zulassung von Gasmessern zur Eichung (Systemprüfung)[4]).

Es wurden zugelassen 6 Sonderkonstruktionen von Gasmessern, sowie in 12 Fällen neue Typen von Gasmessern mit heraufgesetzter Leistungsfähigkeit („Hochleistungsgasmesser").

22. Vorschriften betreffend Gasmesser[4]).

Weitere Arbeiten betrafen eine Reihe von Entscheidungen auf Grund der bestehenden Vorschriften, ferner die Einführung der Nacheichung der Gasmesser, sowie Änderungen und Ergänzungen der Eichordnung und der Instruktionen, im besonderen die Herabsetzung der Eichfehlergrenzen von 2% auf 1% für Großgasmesser (§ 129 der Eichordnung),

23. Besondere Untersuchungen[4]).

Außerdem wurden ein Gasmesser neuerer Konstruktion und ebenso ein kleiner Kubizierapparat auf ihre Eignung zur Prüfung von Gasmessern am Gebrauchsort, ein Strömungsmesser mit passender Staurandeinrichtung auf seine Meßgenauigkeit untersucht.

24. Einzelprüfungen[5]).

Es wurden geprüft ein Kontrollgasmesser und zwei Kolbenwippen.

25. Meßgeräte für Benzintankanlagen (Systemprüfungen[5]).

Auf dem Gebiet der Flüssigkeitsmeßgeräte traten die Anträge auf Zulassung von neuen Bauarten zur eichpflichtigen Vermessung von Mineralölen, hauptsächlich Benzin, noch weit mehr in den Vordergrund als es schon im vergangenen Jahr der Fall gewesen war.

---

[1]) Langsames Überfließen. [2]) Schnelles Übergießen.
[3]) Roerdansz. [4]) Weymann.
[5]) Thomas, Zipler.

26. Prüfung von anderen Flüssigkeitsmeßgeräten[1]).

Gegenüber diesen Prüfungsarbeiten traten die Arbeiten im Gebiete der Wassermesser und der übrigen Flüssigkeitsmeßgeräte und Hohlmaße zurück, obwohl auch ihre Zahl gegenüber 1924 eine Steigerung erfuhr.

Geprüft wurden:

6 Wassermesser,
8 Scheibenmesser für Gasöl,
2 Scheibenmesser für Petroleum und Spiritus,
138 Scheibenmesser für Benzin,
4 Dampf- und Luftmesser,
44 Eichkolben.

Abteilung II.

Unterabteilung IIa.

27. Widerstand von Metallen bei der Temperatur des flüssigen Heliums[2]).

Die Widerstandsmessungen bei der Temperatur des flüssigen Heliums sollen besonders dazu dienen, die Frage nach der Supraleitfähigkeit der Metalle zu klären. Es handelt sich einerseits darum, ob nur eine bestimmte Gruppe von Metallen supraleitend wird, wie es bis jetzt nach den Messungen im Leidener Kälteinstitut den Anschein hat, oder ob bei genügender Reinheit der Materialien oder bei Verwendung von Einkristallen, sowie bei genügend tiefer Temperatur alle Metalle supraleitend werden. Andererseits wurden Vorarbeiten für die Prüfung der Gesetze des Stromverlaufs in Supraleitern in Angriff genommen.

Die Supraleitfähigkeit wurde bis jetzt in Übereinstimmung mit den Messungen in Leiden an Blei und Zinn festgestellt. Die übrigen Metalle, an denen man in Leiden Supraleitfähigkeit beobachtete, sind noch nicht geprüft. Blei ist beim normalen Siedepunkt des Heliums (4,2° abs.) bereits supraleitend. Bei dem untersuchten, gezogenen, nicht gealterten Zinndraht erfolgte der Abfall des Widerstandes zwischen den Dampfdrucken 480 mm und 430 mm Hg des Heliums, d.h. etwa zwischen 3,77 und 3,67° abs. Der auf den Wert 1 bei 0° C bezogene Widerstand r sank dabei von dem Wert $7{,}8 \cdot 10^{-4}$ auf einen Wert $< 2 \cdot 10^{-8}$.

Im Gegensatz zu den Supraleitern stehen Legierungen wie Konstantan, deren Widerstand noch in flüssigem Helium von gleicher Größenordnung wie bei 0° C ist, aber in flüssigem Helium noch einen merklichen Temperaturkoeffizienten besitzt, so daß solche Legierungen in den tiefsten Temperaturen noch als Widerstandsthermometer zu benutzen sind. Bei Konstantan beträgt der Temperaturkoeffizient zwischen 4,2 und 2,6°abs. noch $11 \cdot 10^{-4}$.

Von reinen Metallen wurden außer Blei und Zinn bisher Gold und Zink untersucht, und zwar beide, sowohl in Form von gezogenem Draht wie in Form von Einkristallen. Das untersuchte Gold war das früher von Mylius gereinigte, das seiner Angabe nach weniger als 0,001 % Verunreinigung enthält. Das Zink war von Kahlbaum etwa 1912 bezogen und enthält nach Mylius etwa 0,009 % Verunreinigung. Über Herstellung der Einkristalle s. *28a*.

Die Messungen an Gold ergaben, daß der gut gealterte, polykristalline, gezogene Golddraht bis herunter zu 1,6° abs. (7,3 mm Dampfdruck des Heliums) etwa denselben r-Wert (auf 1 bei 0°C bezogenen Widerstand) wie die meisten der 5 untersuchten Goldeinkristalldrähte hat. Zwischen 4,2 und 1,6° abs. war keine Änderung des Widerstandes feststellbar. Für Supraleitfähigkeit lag auch bei 1,6° abs. keine Andeutung vor. Der kleinste, an einem der Goldeinkristalle beobachtete r-Wert war $4 \cdot 10^{-4}$.

Gezogener Zinkdraht scheint nach den bisherigen Messungen auch bei Alterung in flüssigem Helium einen höheren r-Wert zu besitzen als Zinkeinkristalle. Der Einfluß der Stromrichtung zu den Kristallachsen auf den Widerstand ist bei Zink auch in flüssigem Helium merklich. Einzelne Zinkkristalle wiesen zwischen 4,2 und 1,67° abs. noch eine deutliche Widerstandsänderung auf. Es sind Abänderungen im Gange, um die Temperatur noch unter 1,6° erniedrigen zu können.

---

[1]) Thomas, Zipler.
[2]) Meißner.

Im Zusammenhang mit den Messungen mit Hilfe von flüssigem Helium wurden die Widerstände der Materialien auch in flüsssigem Wasserstoff, in flüssiger Luft und bei 0° C gemessen.

Die Untersuchungen sind zum Teil veröffentlicht (Anhang Nr. 50).

28. Untersuchungen an Metallkristallen. a) Herstellung neuer Kristalle[1]).

Für die Untersuchungen in flüssigem Helium wurden neue möglichst dünne Einkristallfäden aus Zink gezogen, ebenso aus reinstem Gold. Aus diesem wurden auch dickere Kristallstäbchen verschiedener Orientierung zwecks Bestimmung der elastischen Konstanten hergestellt. Dabei zeigte sich, daß reines Gold sehr leicht große Einkristalle bildet und daß sich an diesen vorzugsweise die Oktaederflächen, aber auch die Würfelflächen frei auszubilden suchen, so daß beim Ziehen der Stäbchen aus der Schmelze oft merkwürdige Formen zustande kommen. Die freien Kristallflächen wurden dazu benutzt, den Winkel der Stabachse gegen die Kristallachsen zu messen. Aus den Kristallen durch Abdrehen gewonnene kreiszylindrische Stäbchen sollen zu den weiteren Messungen dienen.

b) Wärmeleitfähigkeit[2]).

Über die Wärmeleitung von Metallkristallen, besonders in tiefen Temperaturen, liegen bisher nur vereinzelte Messungen vor. Zwei Fragen interessieren besonders: 1. ob der Einkristall in tiefer Temperatur wesentlich besser leitet als der Polykristall, was Eucken aus Messungen von Schott an Kupfer schloß und auf das auch bei Isolatoren beobachtete Anwachsen der Kristalleitfähigkeit in tiefer Temperatur zurückführte; 2. ob bei nicht regulären Kristallen das Wiedemann-Franzsche Gesetz für die verschiedenen Kristallachsen erfüllt ist. Während des Berichtsjahres wurde eine Apparatur ausgearbeitet, mittels der nach der bekannten Methode der stationären Wärmeströmung, durch elektrische Heizung bewirkt, die Wärmeleitfähigkeit kleiner Kristallstäbchen zwischen + 20° C und — 253° C gemessen werden kann. Die Anordnung ist der Schottschen ähnlich, der Kristall befindet sich in einem hochevakuierten Behälter, das Temperaturgefälle wird mit Thermoelementen gemessen. Der Strahlungsverlust, der bei 20° C 10—20% ausmacht, bei —183° C und — 253° C jedoch nicht mehr in Betracht kommt, wird durch besondere Messungen ermittelt.

Tabelle 1.

Wärme- und Elektrizitätsleitung von Metallkristallen.

	T abs.	λ [Watt·cm^{-1}·Grad^{-1}]		$\varkappa \cdot 10^{-4}$ [Ω^{-1}·cm^{-1}]		$\frac{\lambda}{\varkappa T} \cdot 10^8$	
		∥	⊥	∥	⊥	∥	⊥
Zink	22,2	4,8	4,5	1270	(1910)	$1{,}7_0$	$(1{,}0_6)$
	89,7	$1{,}2_0$	$1{,}2_9$	66,0	75,4	$2{,}0_3$	$1{,}9_1$
	273,2	$1{,}1_1$	$1{,}1_9$	17,2	18,6	$2{,}3_7$	$2{,}3_5$
Kadmium	22,2	$1{,}7_3$[3])	$1{,}8_8$	479[1])	665	$1{,}6_3$[3])	$1{,}2_7$
	89,7	$0{,}8_9$[3])	$1{,}0_9$	$44{,}7$[3])	54,0	$2{,}2_2$[3])	$2{,}2_5$
	273,2	—	$(0{,}9_6)$	$13{,}0$[3])	15,3	—	$(2{,}3_0)$

Untersucht wurden bisher der Schottsche Kupferkristall, sowie Kristalle aus Zink und Kadmium, deren Stabachsen mit den kristallographischen Hauptrichtungen nahe zusammenfallen. Von den Ergebnissen, die allerdings noch als vorläufig zu betrachten sind, sei folgendes hervorgehoben:

Zink und Kadmium zeigen in beiden Hauptrichtungen den von den regulären Metallen her bekannten beschleunigten Anstieg des Wärmeleitvermögens λ in tiefer Temperatur (Fig. 1 und Tabelle 1). In hoher Temperatur ist $\lambda_\perp > \lambda_\parallel$, in tiefer Temperatur kehrt sich jedoch beim Zink und anscheinend auch beim Kadmium das Verhältnis um.

Der Unterschied im Wärmeleitvermögen des Einkristalls und Polykristalls tritt erst in sehr tiefer Temperatur deutlich hervor, wird dann aber auch sehr groß, wie in Übereinstimmung mit Schott für Kupfer bei —250° C festgestellt wurde. Bei dieser Temperatur leitet der Kupferkristall etwa viermal besser als das polykristalline Kupfer (Meißner). Für Kadmium ist bei — 250° C noch kein Unterschied

[1]) Grüneisen, Meißner, Goens.

[2]) Grüneisen, Goens.

[3]) Diese Zahlen gelten für ein Stäbchen, dessen Achse um 14° von der hexag. Achse abweicht.

zwischen Polykristall (Schott) und Einzelkristall nachweisbar. Für Zink fehlen Messungen am Polykristall.

Das Wiedemann-Franzsche Gesetz ist für die verschiedenen Kristallrichtungen bei Zink und Kadmium in höherer Temperatur ziemlich gut erfüllt (Tabelle 1, $\varkappa =$ el. Leitvermögen). Mit sinkender Temperatur hört die Gültigkeit auf, weil $\lambda/(\varkappa T)$ um so rascher sinkt, je höher die Atomschwingungsfrequenzen in der betreffenden Kristallrichtung sind. Ein entsprechender Zusammenhang zwischen $\lambda/(\varkappa T)$ und Atomfrequenz ergibt sich bereits aus Meißners Messungen für die regulären Metalle Blei, Gold, Platin, Kupfer.

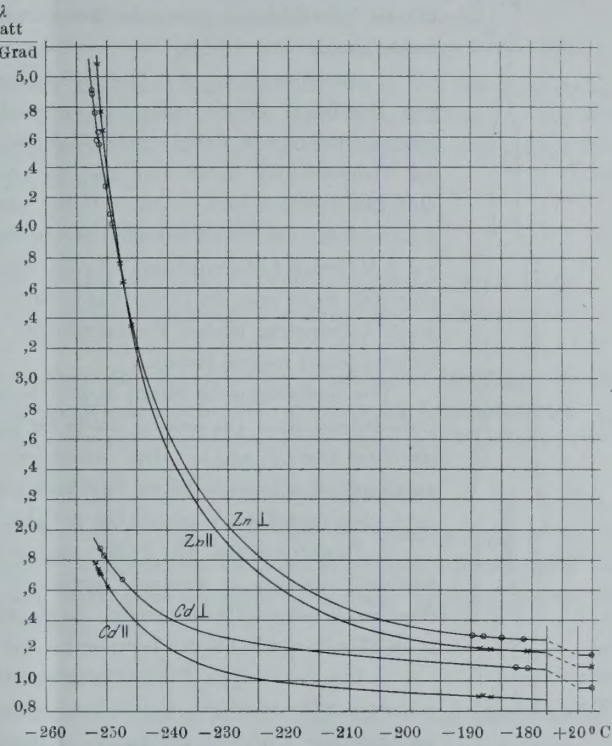


Fig. 1. Wärmeleitvermögen von Zink- und Kadmiumkristallen.

29. Relative Dichte und relative Leitfähigkeit verschiedener Quecksilbersorten[1]*).*

Die besonders im Hinblick auf das Vorhandensein verschiedener Isotopen des Quecksilbers geplante Änderung des Gesetzes betreffend die elektrischen Einheiten (vgl. den Tätigkeitsbericht für 1922) machte es erforderlich, die relative Dichte des Quecksilbers mit möglichster Genauigkeit zu bestimmen. Es ist geplant, daß die Staatsinstitute der in Betracht kommenden Länder eine größere Quecksilbermenge als Standard zum Zweck der Auswägung der Ohmrohre aufbewahren und Proben desselben untereinander austauschen, um durch relative Dichtemessung festzustellen, ob die verwendeten Quecksilbersorten als identisch anzusehen sind.

Es wurde daher zunächst untersucht, wie genau die relative Messung der Dichte ausgeführt werden kann. Hierzu dienten zwei gut gereinigte Quecksilbersorten (von Abt. III b und vom Einheitenlaboratorium der Abt. II), deren Dichte nach absoluten Messungen der Abt. III (siehe den vorjährigen Tätigkeitsbericht) einen Unterschied von 1,3 Hunderttausendstel zeigte. Von diesen beiden Sorten wurde gleichzeitig die relative Leitfähigkeit nach einer früher beschriebenen Methode gemessen[2]), welche für die von Brönstedt und Hevesy seinerzeit zur Verfügung gestellten Isotopengemische benutzt worden war; es ergab sich hierbei eine Übereinstimmung der relativen Leitfähigkeiten bis auf weniger als 1 Millionstel des Wertes.

Für die auf pyknometrischem Wege gemessene relative Dichte wurde die Vorrichtung Fig. 2 benutzt, welche es ermöglichte, Quecksilber im Vakuum in das Pyknometer P einfüllen zu können.

Das Pyknometer hat einen Fassungsraum von 8 ccm (entsprechend 107 g Quecksilber) und eine Länge von 7 cm. Die Kapillare besitzt 40 Teilstriche im Abstand von je 0,5 mm; der Inhalt zwischen zwei Teilstrichen beträgt 0,23 ccm, entsprechend $3 \cdot 10^{-5}$ des Gesamtvolums oder 1,7 zehntel Grad Temperaturänderung. Der zum Auspumpen des Pyknometers und zum Einfüllen des Quecksilbers dienende Glasapparat G besteht aus zwei durch einen Glasschliff S verbundenen Teilen, dessen oberer an die Quecksilberpumpe angesetzt und nach dem Auspumpen bei A abgeschmolzen wurde. Während des Pumpens wurde das Quecksilber durch Erhitzen von Luft befreit. Nach dem Abschmelzen wurde das Glasgefäß G umgedreht, so daß das Quecksilber in das Pyknometer hineinlief; die Quecksilberfüllung wurde so bemessen, daß die Kuppe des Quecksilbers stets nahe an demselben Teilstrich stand. (Ein ähnlicher

[1]) W. Jaeger, H. v. Steinwehr.

[2]) *Zeitschr. f. Phys. 7. S. 111. 1921* u. *Wiss. Abh. der P. T. Reichsanstalt 5. 373. 1922.*

Apparat, nur mit bedeutend kleineren Abmessungen — für 1 ccm Quecksilber — war im Jahre 1921 zur Messung der relativen Dichte der von Brönstedt und Hevesy stammenden Isotopengemische verwendet worden.) Zur Messung der Kuppeneinstellung wurde das Pyknometer in ein mit Wasser gefülltes Dewar-Gefäß gebracht, wobei das Bad mit einer Federfahne häufig umgerührt wurde. In dem Wasser befand sich noch ein Beckmannsches Thermometer, bei dem $^1/_{1000}{}^0$ abgelesen werde konnte.

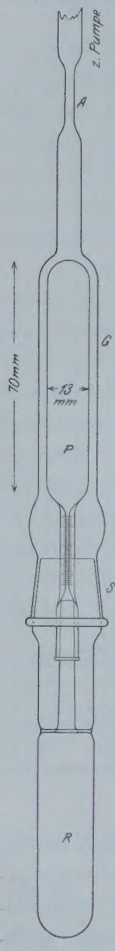


Fig. 2.

Die Einstellung der Quecksilberkuppe wurde unter möglichster Vermeidung von Parallaxe mittels eines Mikrometerfernrohres bestimmt; zwei Trommelumdrehungen entsprachen dabei einem Skalenteil des Pyknometers. Die Einstellungen wurden bei Temperaturen unter und über 18° gemessen und auf 18° reduziert. Die beiden Quecksilbersorten sind in dieser Weise abwechselnd je viermal gemessen worden. Die Ausgleichung der Beobachtungen ergab, daß die beiden Quecksilbersorten in der Dichte auf 2 Millionstel übereinstimmten. Da diese Größe die Beobachtungsfehler nicht überschreitet, kann man die Dichte innnerhalb der Beobachtungsfehler als identisch ansehen. Nach Anbringung einiger Verbesserungen wird sich die relative Dichte wohl auf 1 Millionstel genau messen lassen.

30. Lichtelektrische Leitung[1]).

Der lichtelektrische Strom in dem bereits früher bei der Temperatur der flüssigen Luft untersuchten Diamanten wurde bis herunter zur Temperatur des flüssigen Wasserstoffs bei Bestrahlung mit dem unzerlegten Licht einer Quarzquecksilberlampe und bei angelegten Spannungen bis zu 3000 Volt gemessen. Es ergab sich, daß er bei 20° abs. noch etwa denselben Wert wie bei 90° abs. hatte.

Ferner wurden die früher angestellten Versuche über das Hineinschießen von Kathodenstrahlen in schwach versilberte Zinkblendekristalle bei der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs fortgesetzt. Es zeigte sich auch hier, daß die auftretenden Effekte noch dieselben wie bei der Temperatur der flüssigen Luft waren.

31. Verbrennungswärme der Benzoesäure[2]).

Die im vorigen Tätigkeitsbericht erwähnten Messungen über die Verbrennungswärme der Benzoesäure, welche für eine internationale Festsetzung des Wertes Wichtigkeit besitzen, sind noch im Gange. Zunächst ist das zur Bestimmung der Verbrennungswärme dienende Kalorimeter elektrisch geeicht worden. Im Berichtsjahr erschien wieder ein neuer Angriff auf den früher von Emil Fischer und Wrede ermittelten Wert der Verbrennungswärme von Benzoesäure und auf die diesen Messungen zugrunde liegende elektrische Eichung des Kalorimeters durch die Physik.-Techn. Reichsanstalt[3]). In einer Erwiderung wurde hierzu Stellung genommen.

32. Untersuchungen über Gasentladungen[4]).
a) Quecksilberlichtbogen.
b) Glimmentladung.

Der Kathodenfall und der von den positiven Ionen transportierte Bruchteil des Stromes an der Kathode des Quecksilbervakuumlichtbogens wurde neu berechnet. Die Ergebnisse sind veröffentlicht.

Die Ablösearbeit der positiven Ionen einer Anzahl Metalle wurde berechnet. Es wurde untersucht, welche Vorgänge sich in einem Elektrolyten abspielen, wenn der Strom aus dem Elektrolyten in ein verdünntes Gas übergeht, so daß das Gas die Kathode des Elektrolyten ist. Es zeigte sich, daß die Abscheidungsverhältnisse dann völlig andere werden, als an einer Metallkathode. Die Versuche sind veröffentlicht (Anh. Nr. 30).

Die bisherigen Untersuchungen über Glimmentladung führten zu der Aufstellung einer Theorie der Erscheinungen an der Kathode der Glimmentladung. Ferner wurde der normale Kathodenfall in Krypton und Xenon gemessen und zu dem der anderen Edelgase in Beziehung gesetzt. Die Versuche sind veröffentlicht (Anh. Nr. 34 u. 35).

Endlich wurde eine ausgedehnte Untersuchung über die Abhängigkeit des normalen Kathodenfalles vom Material der Kathode in verschiedenen Gasen in der Absicht begonnen, gut definierte Werte für den normalen Kathodenfall möglichst aller erreichbaren Kombinationen zu erhalten. Bei diesen

---

[1]) Lenz.
[2]) W. Jaeger u. H. v. Steinwehr.
[3]) P. E. Verkade und J. Coops (Holland). *Zeitschr f. physik. Chem.* ***118****. S. 123. 1925.*
[4]) A. Güntherschulze.

Versuchen stellte es sich als erwünscht heraus, die Erscheinungen der Kathodenzerstäubung weiter zu verfolgen, als es bisher geschehen war. Es zeigte sich, daß es außer der gewöhnlichen auch eine elektrochemische Kathodenzerstäubung gibt, die charakteristische Unterschiede gegen die gewöhnliche zeigt. Sie zeigt sich beispielsweise in Wasserstoff an Kathoden aus C, As, Sb, Bi, Se, Te. Die Ergebnisse der Untersuchung dieser elektrochemischen Kathodenzerstäubung befinden sich im Druck.

Die Versuche über den normalen Kathodenfall und die Kathodenzerstäubung werden fortgesetzt.

33. Theoretischer Wert der Ozonausbeute im Siemensrohr bei kleinen Drucken[1].

Bis hinauf zu einem Druck von 100 mm QS. sind nach Angaben von Townsend die Anionen Elektronen. Es wurde gefunden, daß bei der Ozonisierung des Sauerstoffs unter solchen Drucken 6 bis 9% aller Elektronenstöße auf die Sauerstoffmolekeln chemisch wirken, und theoretisch abgeleitet, daß, wenn man diesen Bruchteil mit ε bezeichnet,

$$A_L^0 = 3{,}57 \cdot \varepsilon \cdot \frac{d}{\lambda_a} = 8{,}30 \cdot d\,(\text{mm}) \cdot p\,(\text{mm QS.}) \cdot \varepsilon\,,$$

wo $A_L^0 = g$ Ozon pro Kilowattstunde Leitungsstrom bei sehr kleiner Ozonkonzentration, d die Dicke des Entladungsraumes im Siemensrohr, λ_a die mittlere Weglänge der Elektronen bedeutet. Die Untersuchung ist veröffentlicht (Anh. Nr. 45).

34. Ammoniakbildung im Siemensrohr[2].

Die Ammoniakbildung im Siemensrohr wurde für verschiedene Mischungsverhältnisse von Wasserstoff und Stickstoff untersucht und die größte Ausbeute bei ungefähr 50 Volumprozenten Stickstoff und Wasserstoff gefunden. Nach Davies soll die Ausbeute zwischen den Werten 1 : 7 und 4 : 1 des Verhältnisses $\frac{\text{Stickstoff}}{\text{Wasserstoff}}$ mit zunehmendem Stickstoffgehalt abnehmen.

35. Beziehung zwischen Stromstärke (J) und Spannung (V) bei der Spitzenentladung[2].

Die von Warburg angegebene Formel $J = a \cdot V\,(V - M)$ hat man für positive Spitzenentladung durchweg bestätigt gefunden, für negative nicht immer. Letzteres rührt sehr wahrscheinlich daher, daß, wie die mikroskopische Beobachtung lehrte, das negative Spitzenlicht in vielen Fällen bei verschiedener Spannung an verschiedenen Stellen sitzt.

Unterabteilung IIb.

36. Übersicht über die Prüfungsarbeiten.

Der Umfang der Prüfungen, für den die Zahl der Anträge nur ein ungefähres Maß bildet, hat sich gegen das Vorjahr (geklammerte Zahlen) wiederum durchweg vermehrt, besonders im magnetischen Laboratorium.

A. Laboratorium für Grundeinheiten.[3])

16	(14)	Proben Leitungsmaterial (7 Kupferkabel, 1 Aluminiumkabel, 2 Eisenkabel, 2 Kupferguß, 1 Kupferdraht, 1 Bronzeseil, 2 Kupferseile),
23	(9)	Proben Widerstandsmaterial (11 Konstantandraht, 3 Widerstandsdrähte, 5 Manganindraht),
80	(111)	Einzelwiderstände,
48	(27)	Widerstandssätze, einschl. Verzweigungswiderstände [1532 (827) Abteilungen],
6	(5)	Wasserproben,
0	(0)	Clarkelemente,
170	(165)	Internationale Weston-Elemente,
11	(13)	Westonelemente mit bei 4° gesättigter Lösung,
6	(0)	Verschiedenes (1 Weicheisenstab, 2 Diphenylguanidin, 3 Tetrachlorkohlenstoff).

Von den geprüften Einzelwiderständen waren 58 in Drahtform, 22 in Blechform. Von den Widerstandsprüfungen waren 4 für Norwegen, 8 für Polen und 2 für Österreich bestimmt.

Die Abweichungen vom Sollwert lagen bei den internationalen Weston-Elementen bei 163 Elementen unterhalb $\pm 1 \cdot 10^{-4}$ Volt, bei 2 Elementen zwischen $+1$ und $+2 \cdot 10^{-4}$ Volt, bei 4 Elementen zwischen $+2$ und $+3 \cdot 10^{-4}$ Volt. 1 Element war unbrauchbar. Die Prüfung der Westonelemente mit bei 4° gesättigter Lösung ergab bei 5 Elementen eine EMK von 1,0187 Volt. 6 Elemente waren unbrauchbar.

Außerdem wurden 65 Proben Merkurosulfat auf ihre Verwendbarkeit für Normalelemente geprüft.

---

[1]) E. Warburg als Gast. [2]) Warburg und Rump als Gäste.

[3]) v. Steinwehr.

Für die Laboratorien der Reichsanstalt wurden geprüft:

7 Drahtwiderstände
4 Blechwiderstände
6 Widerstandsapparate
10 Invardrähte
5 Normalelemente
1 Probe Leitungswasser.

Für ein neu zu errichtendes Prüfamt wurden 1 Kompensator, 1 Dekadenwiderstand, 1 Spannungsteiler und 1 Galvanometer-Nebenschlußwiderstand geprüft.

B. Laboratorium für Wechselstromnormalien und Hochfrequenz[1]).

17 (19) Induktivitäten in Einzelspulen,
18 (0) „ in Variatoren,
0 (1) Induktivitätsmeßbrücken,
75 (48) Kapazitäten in Einzelkondensatoren,
414 (171) Kapazitäten in Stöpsel- u. Kurbelkondensatoren,
447 (323) Kapazitäten in Variatoren,
436 (185) Verlustwinkel fester Kondensatoren,
59 (64) Verlustwinkel von Kapazitätsvariatoren,
2 (13) Kapazitätsmeßbrücken,
4 (3) Dielektrizitätskonstanten fester Isolatoren,
11 (3) Verlustwinkel fester Isolatoren,
2 (0) Ableitungsnormale,
1 (0) Temperaturkoeffizienten von Ableitungsnormalen,
4 (9) Widerstände (einschl. Isolationsmessungen),
1 (0) Fernsprechkabel,
1 (0) Kopplungsprüftische,
13 (17) Wellenmesser,
17 (0) Normalwellen,
2 (1) Meßsender,
3 (0) Hochspannungssicherungen.

Für die Laboratorien der Reichsanstalt wurden geprüft:

3 (0) Induktivitäten in Einzelspulen,
3 (0) Induktivitäten in Variatoren,
19 (3) Kapazitäten in Einzelkondensatoren,
2 (2) Kapazitäten in Stöpsel- u. Kurbelkondensatoren,
3 (24) Kapazitäten in Variatoren,
7 (0) Verlustwinkel fester Kondensatoren,
0 (1) Kapazitätsmeßbrücken,
3 (0) Widerstände.

C. Röntgenlaboratorium[2]).

59 (34) Eichung von Dosismessern verschiedener Art.

D. Gleichstromlaboratorium[3]).

56 (20) Apparate zur Messung der Spannung u. Stromstärke,
59 (18) Apparate zur Messung der Leistung,

---

[1]) Giebe, Zickner, Scheibe.
[2]) Behnken, R. Jaeger.
[3]) Schmidt, Scheld.

27 (19) Apparate zur Messung der Arbeit (Elektrizitätszähler),
28 (8) Vor- und Nebenwiderstände,
0 (1) Widerstände von Leitungen,
43 (45) Primärelemente,
2 (0) Akkumulatoren,
18 (0) Verschiedenes,
31 (23) Systemprüfungen von Gleich- u. Wechselstromzählern,
0 (2) Vorprüfungen von Zählersystemen.

Für die einzelnen Laboratorien der Reichsanstalt wurden geprüft:

34 (46) Normalwiderstände, Strom-, Spannungs- und Leistungsmesser und Zähler.

E. Wechselstromlaboratorium[1]).

I. Meßapparate.

7 (2) Spannungs- und Stromzeiger,
50 (6) Leistungszeiger,
108 (108) Elektrizitätszähler im Laboratorium,
70 (20) Elektrizitätszähler im Betriebe,
287 (221) Strom- und Spannungswandler,
1 (2) Frequenz- u. Phasenmesser,
6 (4) Kompensationsapparate und Brücken.

II. Wechselstromgrößen.

4 (1) Winkelfehler von Widerständen,
1 (0) Selbstinduktionsspulen,
27 (0) Kondensatoren für Hochspannung.

III. Isolations- u. Installationsmaterialsorten.

193 (80) Feste Isoliermaterialien,
11 (16) Isolatoren,
0 (3) Isolierrohre,
10 (0) Erdwachse,
36 (27) Öle,
23 (9) Kabel und Drahtleitungen,
10 (9) Schalter, Steckvorrichtungen u. dgl.
0 (15) Isolierüberzüge,
1 (0) Sicherungselemente.

IV. Technische Apparate.

4 (1) Heizapparate,
27 (22) Klingeltransformatoren und Relais,
8 (2) Feuerlöscher für Hochspannung,
5 (5) Verstärkertransformatoren,
1 (2) Fernhörer,
3 (2) Blitzschutzapparate,
5 (2) Verschiedenes.

V. Systemprüfung an Meßwandlern.

0 (3) Stromwandler,
0 (0) Spannungswandler.

[1]) Schering, Reichardt, Engelhardt, Burmester.

F. Maschinenlaboratorium[1]).

19 (11) Generatoren u. Motoren,
1 (0) Transformatoren,
5 (2) Anlasser,
0 (3) Apparate.

G. Magnetisches Laboratorium[2]).

33 (44) Proben Flußeisen, Gußeisen, Magnetstahl,
135 (86) Proben Dynamo- u. Transformatorenblech,
13 (6) permanente Magnete,
1 (0) Probe unmagnetisches Manganeisen,
2 (1) Magnetisierungsapparate nach Koepsel-Kath,
4 (0) Wismutspiralen,
3 (0) Normalspulen,
2 (0) Elektromagnete.

Von den Blechproben wurden 86 (47) wattmetrisch [192 (87) Verlustziffern, an 8 (0) Proben Trennung in Wirbelstrom und Hystereseverlust], 49 (39) statisch [darunter 5 (0) Proben auf Energievergeudung] untersucht. Sättigungswerte wurden an 2 (1) Proben, spezifische Widerstände an 10 (0) Proben bestimmt. Die Zahl der beschleunigten Prüfungen betrug 16 (8).

37. Referat für das elektrische Prüfwesen[3]).

Es wurden zur Beglaubigung zugelassen: Gleichstromzähler: 3 neue Systeme, 3 Abänderungen bzw. Zusätze.

a) Zulassung von Zählern[4]).

Zähler für ein- oder mehrphasigen Wechselstrom: 6 neue Systeme, 15 Abänderungen bzw. Zusätze.

Die Zulassung zur Beglaubigung wurde in 6 Fällen abgelehnt.

b) Tätigkeit der Prüfämter[3]).

Eine Übersicht über die Tätigkeit der einzelnen Ämter gibt die Tabelle S. 111:

Das Prüfamt 5 in Chemnitz ist mit dem 1. Oktober 1925 durch das Sächsische Wirtschaftsministerium aufgelöst worden. Die Tätigkeit dieses Amtes ist von jeher gering gewesen; die Geschäfte wurden seit Jahren nur nebenamtlich durch die Staatl. Gewerbeakademie in Chemnitz geführt, die Einrichtungen des Amtes waren veraltet. Eine Möglichkeit, sie zu erneuern, bestand aus Mangel an Mitteln nicht. Aus diesen Gründen war die Auflösung des Amtes zur Notwendigkeit geworden.

An anderen Stellen scheint das amtliche Prüfwesen eine neue Belebung zu erfahren. In Ostpreußen, wo in den letzten Jahren die Elektrizitätsversorgung große Fortschritte gemacht hat, hat die Vermehrung der Zahl der Elektrizitätsabnehmer das Bedürfnis nach einer unparteiischen Stelle, die zu einer sachgemäßen Kontrolle von Elektrizitätszählern befähigt ist, gesteigert. Dem Ostpreußischen Revisionsverein (Dampfkessel-Überwachungsverein) in Königsberg ist daher auf seinen Antrag hin vom Reichsministerium des Innern die Befugnis grundsätzlich erteilt worden, amtliche Prüfungen von Elektrizitätszählern auszuführen. Die Einrichtungen sind so weit fertiggestellt, daß die Eröffnung dieser Prüfstelle nahe bevorsteht. Ähnliche Verhältnisse wie in Ostpreußen liegen in der Pfalz vor. Hier ist dem Pfälzischen Gewerbemuseum in Kaiserslautern eine entsprechende Befugnis erteilt worden. Die technischen Einrichtungen sind auch hier nahezu vollendet. Die Reichsanstalt steht außerdem mit noch zwei weiteren Stellen in Verhandlungen, die die Errichtung Elektrischer Prüfämter zum Ziele haben und die voraussichtlich zu einem erfolgreichen Abschluß führen werden.

c) Neubearbeitung der Prüfordnung[4]).

Der Entwurf einer neuen Prüfordnung ist im Berichtsjahre fertiggestellt worden und befindet sich im Druck.

d) Die gesetzlichen Bestimmungen über Elektrizitätszähler[3]).

Die gesetzlichen Bestimmungen über Elektrizitätszähler sind mehr als 25 Jahre alt. Sie sind also unter Voraussetzungen entworfen worden, die durch die Entwicklung der Elektrotechnik vielfach überholt sind. Es erhebt sich daher die Frage, ob die Bestimmungen in der vorliegenden Form auch heute noch genügen, d. h. ob sie dem beabsichtigten Zwecke, dem Elektrizitätsabnehmer Schutz gegen Übervorteilung zu bieten, entsprechen. Diese Frage ist in den letzten Jahren besonders dadurch dringend geworden, daß die Bestimmungen in der Praxis vielfach eine mißverständliche Auffassung erfahren

[1]) V. Vieweg, R. Vieweg, Linckh.
[2]) Steinhaus, Kußmann. [3]) Schmidt. [4]) Schmidt, Scheld.

Meßämter	Prüfämter					
	Ilmenau	Hamburg	München	Nürnberg	Frankf.a.M.	Bremen
1. Zähler im ganzen eingereicht	1719	340	38917	4093	11059	15383
Davon gehören einem zur Beglaubigung zugelassenen System an	— [1])	198	24770	3808	10998	14094
Bei der Einsendung hielten die Verkehrsfehlergrenzen nicht ein	—	131	10119	72	286	160
Von den in Zeile 1 aufgeführten Zählern wurden						
a) mit dem Beglaubigungsstempel versehen	74	147	22937	3737	10268	13650
b) mit dem Verkehrsstempel versehen	1344	154	9784	140	448	1581
c) wegen Unzulässigkeit der Bauart u. dgl. zurückgewiesen	—	18	180	7	35	7
d) wegen Überschreitung der Verkehrsfehlergrenzen oder wegen sonstiger Mängel zurückgewiesen	—	—	2404	79	285	—
e) nicht gestempelt, weil ohne Meßwandler, oder bei nur wenigen Punkten und dgl. geprüft	301	21	3612	130	23	145
2. Tarifuhren, Zeitzähler und andere Tarifgeräte	—	—	15194	40	16	—
3. Strom-Spannungs- und Leistungsmesser und andere Meßgeräte	—	60	82	133	78	130
4. Elektrische Gebrauchsgegenstände	—	164	36	63	1	1
5. Isolations- und Installationsmaterial	—	126	130	—	—	188

haben, die zu Unzuträglichkeiten geführt hat. In einer eingehenden Untersuchung über die Bedeutung der gesetzlichen Bestimmungen werden ihre Beziehungen zu den wichtigsten Fragen der Praxis ausführlich erörtert mit dem Ergebnis, daß eine Änderung der Bestimmungen nicht nötig ist, daß vielmehr die Vorschriften bei richtiger und sinngemäßer Auslegung dem Elektrizitätsabnehmer eine wirksame Handhabe bieten, gegen Mißstände erfolgreich einzuschreiten. Die Untersuchung ist in den *Mitteilungen der Vereinigung der Elektrizitätswerke* veröffentlicht.

38. Widerstandsnormale[2]).

Die im vergangenen Jahre wegen Personalmangels unterbliebene Vergleichung der Manganinnormalen und der Anschluß der Gebrauchsnormale an die Drahtwiderstandseinheit der Reichsanstalt konnte nach Einstellung einer neuen Hilfskraft wieder vorgenommen werden. Die Messungen sind noch nicht ganz zu Ende geführt.

Gelegentlich des internationalen Röntgenkongresses in London wurde eine Vergleichung der deutschen und der britischen Widerstandseinheit ausgeführt. Der Anschluß der 4 von Herrn Behnken persönlich überbrachten Widerstände (zwei 1-Ohm- und zwei 0,1-Ohm-Büchsen) an die deutsche Einheit geschah vor und nach der Reise.

Während die Vergleichung der 0,1-Ohm-Büchsen unter Zugrundelegung der neuen Ergebnisse der Messungen an den Ohmrohren einen Unterschied zwischen der deutschen und britischen Einheit überhaupt nicht erkennen ließ, wurde bei der Messung der 1-Ohm-Büchsen eine Differenz von etwa 1 Hunderttausendstel gefunden, um welche die britische Einheit größer ist als die deutsche.

[1]) Die Angaben des P. A. Ilmenau liegen nur unvollständig vor.

[2]) v. Steinwehr, A. Schulze.

39. Ohmrohre[1]). Das bereits in dem vorigen Tätigkeitsberichte erwähnte eigenartige Verhalten der in den kugelförmigen Endgefäßen eingeschmolzenen Platindrähte hatte Veranlassung zu geringfügigen Abweichungen der elektrischen Messungen untereinander gegeben, die an den neuen Rohren I bis V hervorgetreten waren. Diese Messungen wurden deshalb an verschiedenen (4 bis 5) Füllungen mit dem Ergebnisse wiederholt, daß nunmehr die innere Übereinstimmung den zu stellenden Ansprüchen genügte. Der Absolutwert wird hiervon nicht berührt. Die Messung der Länge der Rohre, welche in Abt. I ausgeführt wurde, ist im Berichtsjahr beendet worden. Außerdem wurde von 9 Rohren der Ausdehnungskoeffizient bestimmt.

Hiermit sind alle Konstanten der alten 5 Rohre mit Ausnahme des Kaliberfaktors neu bestimmt. Da jedoch das N. P. L. in Teddington neuerdings Änderungen des Kaliberfaktors festgestellt hat, wird auch hier eine Neubestimmung dieser Größe an den alten 1-Ohmrohren vorgenommen. Im übrigen ist das gesamte Beobachtungsmaterial durchgerechnet und in Tabellen für die Veröffentlichung zusammengestellt.

40. Temperaturmessung von Basismeßdrähten[2]). Für die Auswertung der Länge von Basismeßdrähten ist die Kenntnis der Temperatur des Drahtes auf 0,1° erforderlich, deren Messung bisher mit Quecksilberthermometern ausgeführt wurde. Da dieser Messung eine erhebliche Unsicherheit anhaftet, sollte auf Veranlassung von Herrn Kösters versucht werden, die Temperaturbestimmung durch eine Widerstandsmessung zu ersetzen. Vorbedingungen hierfür sind 1. genügend großer Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstands des Drahtes; 2. Unveränderlichkeit des Drahtwiderstandes beim Auf- und Abrollen innerhalb der durch die erforderliche Meßgenauigkeit vorgeschriebenen Grenzen. Beide Bedingungen wurden durch die 10 Meßdrähte von 24 bzw. 8 m Länge, an denen die Messungen ausgeführt wurden, erfüllt. Das Material hatte einen Temp.-Koeff. des Widerstandes von $+ 1{,}9 \cdot 10^{-3}$, so daß $^1/_{10}{}^0$ einer Widerstandsänderung von etwa $2 \cdot 10^{-4}$ entspricht, eine Größe, die sich auch mit einfachen Mitteln gut messen läßt. Die Änderung des Widerstandes beim Auf- und Abwickeln, die aber auch von einer verschiedenen Spannung der Drähte herrühren kann, betrug durchschnittlich wenige Hunderttausendstel. Als Änderung des Widerstands mit der Belastung wurde eine Abnahme von etwa $1 \cdot 10^{-4}$ pro kg Belastungszunahme gefunden, ein Betrag, der sich gut berücksichtigen läßt, da die Längenmessungen unter bestimmter Belastung des Drahts ausgeführt werden. Durch die Versuche ist als erwiesen anzusehen, daß die Temperaturmessung der Meßdrähte durch eine einfache Widerstandsmessung ersetzt werden kann.

41. Dissoziationskonstante[3]). Auf Anträge aus der chemischen Industrie hin wurde die Dissoziationskonstante eines schwerlöslichen organischen Base bestimmt.

42. Eisen-Nickel-Legierungen[3]). Von einer großen Reihe Eisen-Nickel-Legierungen wurde zur Erforschung der Konstitution der spezifische elektrische Widerstand, sein Temperaturkoeffizient, sowie die thermische Ausdehnung gemessen. Besonders an den nickelreichen Legierungen wurden nach verschiedener thermischer Behandlung Messungen vorgenommen. Die Untersuchungen werden fortgesetzt.

43. Magnetostriktion[3]). Im Zusammenhang mit den bei den Eisen-Nickellegierungen auftretenden Fragen soll die Magnetostriktion einer systematischen Untersuchung unterzogen werden. Wegen der Kleinheit der hierbei zu erwartenden Effekte sollen die Längenänderungen durch Kapazitätsänderung bestimmt werden. Die hierfür erforderliche Apparatur ist bereits in der großen Werkstatt der Reichsanstalt fertiggestellt.

44. Fernmessung der Frequenz elektrischer Wellen[4]). Nach der im vorigen Bericht erwähnten Methode wurden auch in diesem Jahre mehrfach Fernmessungen der Betriebsfrequenzen von Funkenstationen ausgeführt. Mit Hilfe des Rundfunksenders in Berlin-Witzleben wurden vom Telegraphentechnischen Reichsamt „Normalwellen" ausgesandt, deren genauer Wellenlängenwert in der Reichsanstalt durch Fernmessung festgelegt war.

45. Eine einfache Methode zum qualitativen Nachweis der Piezoelektrizität von Kristallen[4]). Die Methode beruht auf der piezoelektrischen Anregung einer größeren Anzahl unregelmäßig geformter und orientierter kleiner Kristalle oder Kristallsplitter zu longitudinalen elastischen Eigen-

---

[1]) v. Steinwehr, A. Schulze.
[2]) v. Steinwehr.
[3]) A. Schulze.
[4]) Giebe, Scheibe.

schwingungen durch ein hochfrequentes elektrisches Wechselfeld und der mit Telephon beobachtbaren Rückwirkung der elastischen auf die elektrischen Schwingungen. Mit Hilfe dieser Methode, die auch bei sehr geringen Substanzmengen und bei sehr kleinen Kristallen anwendbar ist, wurde der experimentelle Nachweis der Piezoelektrizität für 20 Substanzen erbracht, welche bisher nicht als piezoelektrisch bekannt waren. Die Untersuchungen bestätigen mit einiger Wahrscheinlichkeit die theoretische Erwartung, daß nur Kristalle mit polaren Achsen piezoelektrisch sind. Die Ergebnisse sind veröffentlicht (vgl. Anhang Nr. 20).

46. Sichtbarmachung von hochfrequenten Longitudinalschwingungen piezoelektrischer Kristallstäbe[1]).

Beim Studium der piezoelektrischen Resonatoren von Cady wurde gefunden, daß sich die piezoelektrisch erzwungenen Longitudinalschwingungen von Quarzstäben unter geeigneten Versuchsbedingungen durch leuchtende elektrische Entladungen im Vakuum sichtbar machen lassen. Die Entladungsspannungen entstehen durch den Piezoeffekt infolge der Deformationen des schwingenden Stabes und erreichen bei Resonanz zwischen elektrischen und elastischen Schwingungen die zur Erzeugung einer Glimmentladung notwendige Höhe. Solche Leuchterscheinungen geben ein sehr anschauliches Abbild stehender Longitudinalschwingungen von Stäben und Platten auch bei hohen Oberschwingungen, sie demonstrieren die piezoelektrischen Phänomene und die Phasenbeziehungen zwischen erregender und erregter Schwingung beim Durchgang durch die Resonanz. Die Untersuchungen sind veröffentlicht (vgl. Anhang Nr. 19).

47. Leuchtende piezoelektrische Resonatoren als Hochfrequenznormale[1]).

Das unter Nr. 46 beschriebene Leuchten eines schwingenden Quarzstabes tritt nur auf, wenn Resonanz zwischen erregender elektrischer Schwingung und einer der Eigenschwingungen des Stabes besteht, kann also zur Resonanzanzeige benutzt werden. Die Empfindlichkeit derartiger leuchtender Resonatoren ist außerordentlich groß. Bei geeigneter Versuchsanordnung leuchtet ein Quarzstab nur dann auf, wenn die Frequenz der erregenden elektrischen Schwingung nicht mehr als $^1/_{10000}$ von einer der Eigenfrequenzen des Stabes abweicht. Welche der Eigenfrequenzen jeweils zur Anregung kommt, ist leicht aus der Form der Leuchterscheinung zu ersehen.

Solche leuchtende Resonatoren stellen also, etwa wie Stimmgabeln bei Niederfrequenz, sehr einfache und genaue Hochfrequenznormale dar; mit ihrer Hilfe kann sowohl im Laboratorium wie im praktischen Betriebe der drahtlosen Telegraphie und Telephonie ein Sender ohne Benutzung irgendwelcher Meßinstrumente leicht mit einer Genauigkeit von weniger als $^1/_{10000}$ stets wieder auf die gleiche Frequenz eingestellt werden. Bei einem Frequenznormal dieser Art, das einen Quarzstab von 80 mm Länge enthält, konnten außer der Grundschwingung von etwa 34100 Hertz (elektrische Wellenlänge $\approx$ 8800 m) neun verschiedene Oberschwingungen bis zur 21. (720000 Hertz) leuchtend angeregt werden. Bei dem Berliner Rundfunksender in Witzleben ist bereits seit längerem ein auf die elektrische Wellenlänge von 505 m als Grundschwingung abgestimmter leuchtender Resonator, dessen Länge nur 4,6 mm beträgt, im Dauerbetrieb und hat sich gut bewährt.

Die elastischen Oberschwingungen der Quarzstäbe sind nicht genau harmonisch, sie haben, wegen der endlichen Dicke der Stäbe (Querschnitt 1,5 $\times$ 3 mm), im allgemeinen ein wenig niedrigere Frequenzen als dem Harmoniegesetz entspricht. Die Abweichungen von den rationalen Verhältnissen nehmen mit wachsender Ordnungszahl zu (bis zu 1% bei der 21. Oberschwingung des oben genannten Stabes von 80 mm Länge), jedoch, wie die Messungen lehrten, nicht in stetiger Weise, anscheinend infolge Inhomogenitäten des benutzten Quarzstabes. Die aus den beobachteten Eigenfrequenzen sich ergebenden Elastizitätsmoduln stimmen bis auf wenige Prozent mit den nach statischen Methoden ermittelten Werten von Voigt überein. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalls im Quarz in der in Betracht kommenden Kristallrichtung beträgt 5450 m/sec.

Eine ausführliche Beschreibung dieser leuchtenden Resonatoren ist im Druck.

48. Dielektrische Verluste bei Hochfrequenz[2]).

Die Ausarbeitung der Methode zur Messung der dielektrischen Verluste von Kondensatoren und Isolationsmaterialien bei Hochfrequenz konnte infolge der starken Überlastung des Laboratoriums für Wechselstromnormalien und Hochfrequenz mit Prüfungsarbeiten nicht wesentlich gefördert werden.

---

[1]) Giebe, Scheibe.
[2]) Zickner.

49. Verbesserung der Einrichtungen zur Dosismessereichung[1]).

Die bisherige Apparatur wurde durch Einbau von Glühkathodenventilen und Kondensatoren zu einem sogenannten „Stabilivoltapparat" ausgebaut und dadurch in ihrer Leistungsfähigkeit wesentlich verbessert. Es können nunmehr Röntgenröhren mit konstanter Gleichspannung bis zu 200 kV betrieben werden.

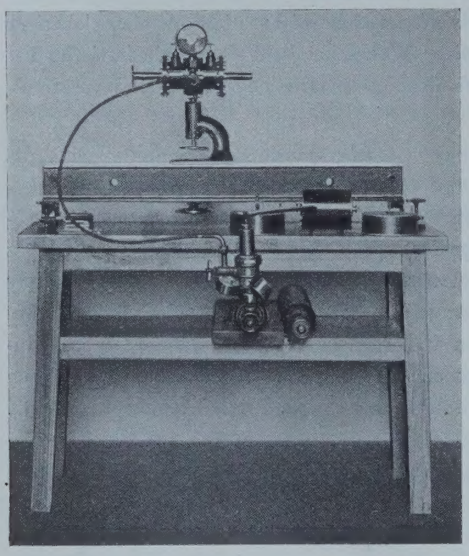


Fig. 3.

Der Normaldosismesser wurde durch den Bau einer besonderen Meßbank zur Aufstellung und Justierung der Druckluftionisierungskammer verbessert. Vgl. Fig. 3.

50. Röntgenspektrometrie[1]).

Um außer den für die medizinische Anwendung der Röntgentrahlen notwendigen Arbeiten über die Dosismessung auch Untersuchungen von rein physikalischem Interesse durchführen zu können, wurde eine zweite Röntgenapparatur vom „Stabilivolt"-Typus für Röhrenspannungen bis 140 kV und Röhrenströme bis zu 100 mA beschafft und aufgestellt. Hierfür stiftete der Elektrotechnische Verein E. V. einen Beitrag von 5000 M. Unter Verwendung eines Vakuumspektrographen nach Siegbahn wurden Untersuchungen über den Einfluß der chemischen Bindung auf die Röntgenspektren der Elemente in Angriff genommen.

51. Messung der Bremskräfte von Magneten[2]).

Die Versuche mit dem nach dem Prinzip des Torsionsdynamometers konstruierten Apparate zur Messung von Bremskräften kleiner Magnete sind abgeschlossen. Um einen Maßstab für die erreichbare Meßgenauigkeit zu gewinnen, wurden vergleichende Messungen nach einer zweiten Methode ausgeführt. Bei dieser wurden die Torsionsschwingungen einer an einem langen Stahldraht aufgehängten Aluminiumscheibe der dämpfenden Wirkung der Magnete ausgesetzt. Das Verhältnis der Bremskräfte zweier Magnete ergibt sich dann als das Verhältnis von

$$\frac{\lambda_1 - \lambda_0}{\lambda_2 - \lambda_0},$$

wo λ_1 und λ_2 das logarithmische Dekrement bei Einwirkung der Magnete, λ_0 das Dekrement ist, wenn lediglich die Luftdämpfung wirkt. Die nach beiden Methoden gewonnenen Verhältniszahlen der Bremskräfte stimmen auf etwa $1\,^0/_0$ überein. Die Meßgenauigkeit des eingangs erwähnten Apparates, der in erster Linie für Messungen in der Praxis bestimmt ist, ist daher vollkommen ausreichend.

52. Schutzringkondensator[3]).

Es wurde aus zweckmäßig geformten Eisengüssen mit Rückenversteifungen ein Kreisplattenschutzringkondensator von 14 cm Durchmesser hergestellt. Innenelektrode und Schutzring waren unter Zwischenlage von Bernstein als Isolation fest miteinander verschraubt und zusammen abgeschliffen. Die mittleren Durchmesser D_a und D_i des Schutzringspaltes waren nach Messungen des Laboratoriums für Feinmechanik und Akustik $7{,}574_3$ und $7{,}510_0$ cm, der Radius der Spaltmitte ergab sich daraus zu 3,7711 cm, die halbe Spaltbreite zu 0,0161 cm. Auf den Schutzring wurden drei geschliffene Quarzsäulen von 0,6 cm Durchmesser und a cm Höhe gesetzt und die geschliffene Gegenelektrode aufgedrückt. Der Schutzringkondensator wurde in der 4. Kapazitätenbrücke (Nr. 70 des vorigen Tätigkeitsberichts) mit einem abgeschützten Kondensator von 47,41 intern. $\mu\mu$F bei 1000 Hz verglichen. Bei $a = 0{,}3$ cm wurden die Platten gegeneinander verdreht und die Quarzstücke zyklisch vertauscht, bei 20 derartigen Messungen war die größte Abweichung vom Mittelwert $0{,}26\,^0/_{00}$, der

---

[1]) Behnken.
[2]) Schmidt, Scheld.
[3]) Schering.

mittlere Fehler der Einzelbeobachtung $\pm 0{,}16^0/_{00}$. Ein systematischer Fehler der Platten war nicht erkennbar. Im übrigen ergaben sich durch Rechnung und Beobachtung folgende Kapazitäten C des Schutzringkondensators.

Höhe a der 3 Quarzsäulen cm	Kapazität C Berechnet im Vakuum cm	Berechnet in Luft intern. $\mu\mu$F	Beobachtet in Luft intern. $\mu\mu$F
0,3000			13,197
0,3000	$11{,}850_3$	13,200	13,199
0,2999			13,201
0,6002			
0,6001	$5{,}923_3$	6,598	6,599
0,6002			
0,9999			
1,0000	$3{,}555_2$	3,960	3,962
1,0000			

Aus der Kapazität im Vakuum in cm, die sich aus den Abmessungen ergibt, ist die Kapazität in Luft in intern. F ($1\ \mu\mu\text{F} = 10^{-12}F$) durch Multiplikation mit $10^9/c^2$ zu berechnen; die Lichtgeschwindigkeit in Luft ist von Rosa und Dorsey zu $c = 2{,}9963 \cdot 10^{10} \left[\frac{\text{cm}\ \Omega}{\text{s}}\right]^{\frac{1}{2}}$ ermittelt und als auf $\pm\ ^1/_{10\,000}$ genau angegeben. Die drei Messungen bei $a = 0{,}3$ cm sind mit verschiedengroßen Glimmerkondensatoren in der Brücke ausgeführt.

Mit niedrigen Quarzsäulen von 0,1 bis 0,2 cm Höhe auf dem Schutzring eignet sich dieser Kondensator besonders zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten sehr dünner Schichten, auf welchen sich unmittelbar Elektroden nicht gut anbringen lassen. Eine größere Anzahl Schichten wird in den Kondensator gebracht, dessen Kapazität gemessen wird, aus diesem Wert, der gesamten Schichtdicke und den übrigen Abmessungen ergibt sich die zu bestimmende Dielektrizitätskonstante.

53. Arbeiten zur Neubestimmung der Lichtgeschwindigkeit[1]*).*

Aus dem Verhältnis der aus den Abmessungen berechneten elektrostatischen Kapazität und der in internationalen Farad gemessenen Kapazität von zentrischen Kugel-, Zylinder- und Schutzringplattenkondensatoren haben Rosa und Dorsey[2]) die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum zu $2{,}9971 \cdot 10^{10} \left[\frac{\text{cm}\ \Omega}{\text{s}}\right]^{\frac{1}{2}}$ bestimmt, unter Berücksichtigung der Abweichung des absoluten Ohm von dem internationalen Ohm[3]) ist danach $c = 2{,}9979 \cdot 10^{10} \left[\frac{\text{cm}}{s}\right]$. Während aus den Messungen an Kugel- und Zylinderkondensator der Wert von c von den Verfassern auf $^1/_{10\,000}$ sicher angegeben wird, waren die Messungen mit dem Schutzring-Plattenkondensator weniger zuverlässig; der Schutzring wurde mit Justierschrauben mit der geschützten Elektrode in eine Ebene gestellt und die Justierung war nicht genau genug ausführbar. Der bei dem in Nr. 52 beschriebenen Kondensator eingeschlagene Weg, den Schutzring mit der geschützten Elektrode fest isoliert zu verbinden und beide zusammen abzuschleifen, bietet Aussicht, in der Genauigkeit der Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit weiterzukommen, nachdem die Beziehung zwischen internationalem und absolutem Ohm auf einige Hundertausendstel sicher ist. Aus geeignet geformten, mit starker Rückversteifung ausgerüsteten Güssen aus harter Spezialbronze werden 6 Schutzringkondensatoren von 30 cm Durchmesser hergestellt, die geschützte Elektrode hat 20 cm Durchmesser, der erste Kondensator ist z. Zt. bis zum Abschleifen fertiggestellt. Schutzring und geschützte Elektrode sind durch nur auf Druck beanspruchte Quarzsäulen isoliert. Der Abstand der Platten eines Konden-

[1]) Giebe, Schering.
[2]) Rosa u. Dorsey, *Bull. Bur. of Stand.* **3**. S. 433. 1907.
[3]) Grüneisen u. Giebe, *Wiss. Abb. d. P. T. R.* **5**. S. 1. 1922.

sators wird durch drei auf den Schutzring gestellte Säulen von kristallinischem Quarz von 1,5 cm Durchmesser gegeben, die aus einer auf einige $^1/_{100}$ μ planparallelen Quarzplatte ausgestochen sind. Es sind je 6 Säulensätze zu 3 Stück von 0,5—1, 0—1,5 cm hergestellt. Bei dem größten Abstand von 1,5 cm werden die 6 Kondensatoren zusammen eine Kapazität von 100 cm = 111 $\mu\mu$F haben. Zunächst war in Aussicht genommen, diese Plattenkondensatoren in der Wechselstrombrücke mit einem größeren Luftkondensator zu vergleichen und diesen in der Maxwellbrücke mit unterbrochenem Gleichstrom absolut zu messen, späterhin ließ es sich aussichtsreich an, die absolute Messung mit unterbrochenem Gleichstrom für kleine Kapazitäten zu großer Genauigkeit zu entwickeln.

54. Messung kleiner Kapazitäten mit Doppelunterbrecher[1]).

Zur genauen Messung von Kapazitäten mit unterbrochenem Gleichstrom muß die Unterbrechungszahl zeitlich außerordentlich konstant sein, und bei kleinen Kapazitäten muß die Schaltkapazität möglichst gering sein. Während bei dem rotierenden Unterbrecher von Giebe die erste Forderung vollkommen erfüllt ist, erscheint die zweite in wünschenswertem Maße kaum erreichbar, auch traten bei der Messung kleine, nicht aufgeklärte Änderungen der Schaltkapazität ein, die bei der verlangten großen Genauigkeit störten. Es wurde deshalb ein anderer Weg beschritten.

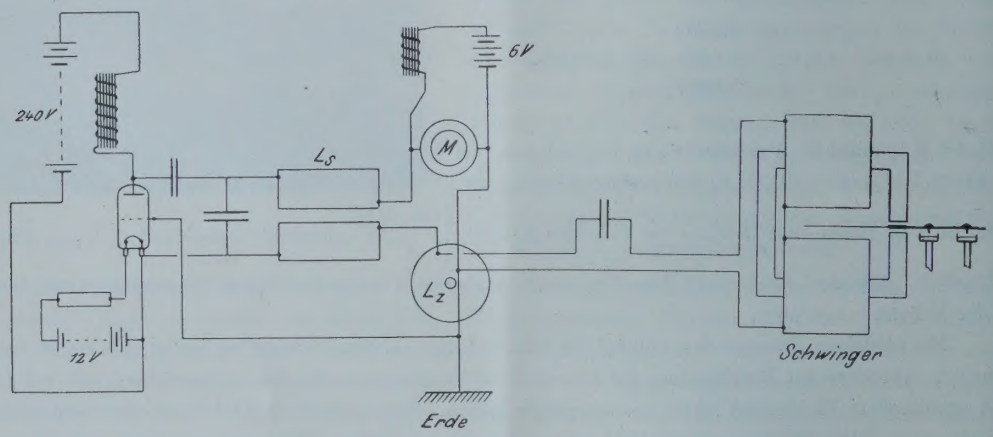


Fig. 4. Röhrensender und Schwinger für die Doppelunterbrechung zur Messung kleiner Kapazitäten.

Nach dem Prinzip des Wienschen Vibrationsgalvanometers wurde ein auf einem gespannten Stahldraht von 1 mm Stärke befestigtes gehärtetes und kräftig magnetisiertes Stahlblatt von $16 \cdot 12 \cdot 1$ mm^3 in den Spalt eines aus legierten Blechen hergestellten Wechselstrommagneten gebracht. Auf das Stahlblatt war ein Arm aus Minosglas in der Längsrichtung des Stahldrahtes aufgekittet, der zwei Querarme aus ausgezogenen Glasfäden trug, längs jedem Glasfaden war ein Platindraht befestigt, dessen 5 mm überstehende Enden nach unten gebogen waren und beim Vibrieren des Stahlblattsystems in Quecksilbernäpfe tauchten. Zu der Mitte jedes Platindrahtes führte eine Zuleitung aus dünnem Phosphorbronzedraht von 0,03 mm Durchmesser. Auf diese Weise ist die Kapazität der beweglichen Unterbrecherteile klein. Um eine sehr konstante Unterbrechungszahl zu erhalten, wurde der Unterbrecher nicht als selbsttätiger betrieben, sondern von einem Röhrensender in erzwungene Resonanzschwingungen versetzt. Bei der Anordnung des Senders mit einer Röhre von 25 W war größte Konstanz der Frequenz erstrebt. Die Spannung für den Schwinger wurde von einer Spule $L_z = 0{,}007$ H (Fig. 4) abgenommen, die zwischen die beiden gleichen Hälften der Hauptinduktivität des Senders $L_s = 0{,}31$ H eingeschaltet war. Diese Spannung wurde durch eine dem Schwinger vorgeschaltete, auf Resonanz abgestimmte Kapazität gesteigert, auf diese Weise geht die Eisen enthaltende und durch die Schwingung des Stahlblattes beeinflußte Induktivität des Schwingers nur zu einem verschwindenden Betrage in die die Frequenz bestimmende Induktivität des Senders ein. Die Frequenz wurde mit dem Synchronmotor M (s. Nr. 55) gemessen. Die Erdung von L und ihre Anbringung in der Mitte der Senderinduktivität erwies sich als notwendig zur Vermeidung von Störungseinflüssen. Ferner waren die Spulen des Schwingers mit einer Stanniolhülle umgeben, die mit dem Eisen der Spulen geerdet war.

[1]) Giebe, Schering.

Um die Abschützung des zu messenden Kondensators (z. B. den Schutzring) stets auf der gleichen Spannung zu halten, wie das geschützte System, ist eine Doppelbrücke und ein Doppelunterbrecher notwendig, dessen Anordnung bei der obigen Unterbrecherkonstruktion besonders einfach war. Das Schema der Doppelbrücke zeigt Fig. 5. Es wurde ein Kondensator C, von 100 cm Teilkapazität zwischen den vom Gehäuse isolierten Plattensystemen, gemessen. Der Anschluß erfolgte durch zwei Stecker im Boden an einen Untersatz U nach dem von Schering und Schmidt angegebenen Prinzip der Vermeidung zusätzlicher Kapazität. Die Zuleitung vom Untersatz zum Unterbrecherarm I des Schwingers war in einem Rohr geführt, das mit dem Gehäuse des Untersatzes leitend verbunden war. Die Hauptbrücke enthielt die Widerstände $R_1 = 100000$ Ohm, $R_2 = 100$ Ohm (bzw. nach Abheben des Kondensators C bei Bestimmung der Schaltkapazität = 1 Ohm), R variabel ca. 30000 Ohm, Galvanometerwiderstand $R_g =$ 1000 Ohm; in dieser Hauptbrücke wird durch den Unterbrecher I die Teilkapazität von 100 cm geladen und entladen, in den Entladezweig wurde ein Widerstand $\varrho = 10000$ Ohm zur Vermeidung einer Verbrennung des Quecksilbers bei plötzlicher Entladung eingesetzt. In der Hilfsbrücke, die die gleichen Widerstände wie die Hauptbrücke enthält, werden durch den Unterbrecherarm II, der sich mit dem Unterbrecherarm I gleichzeitig bewegt, die Gehäuse und Abschützungen geladen und entladen. Durch weitgehende Abschützung gelang es, die Schaltkapazität auf 0,94 $\mu\mu$F herabzudrücken. Die Spannung an der Brücke betrug 240 V. Das Galvanometer hatte 1000 Ohm auf der Spule. Durch Anbringung der Skale in 5,5 m Abstand bei geeigneter Optik des Ablesefernrohrs wurde eine Empfindlichkeit von 1 Skalenteil (kommutierter Ausschlag) für eine Kapazitätsänderung um 0,001 cm = 0,0011 $\mu\mu$F erreicht. Das Ergebnis dreier hintereinander folgender Messungen von je 10 Minuten Dauer ist hierunter wiedergegeben.

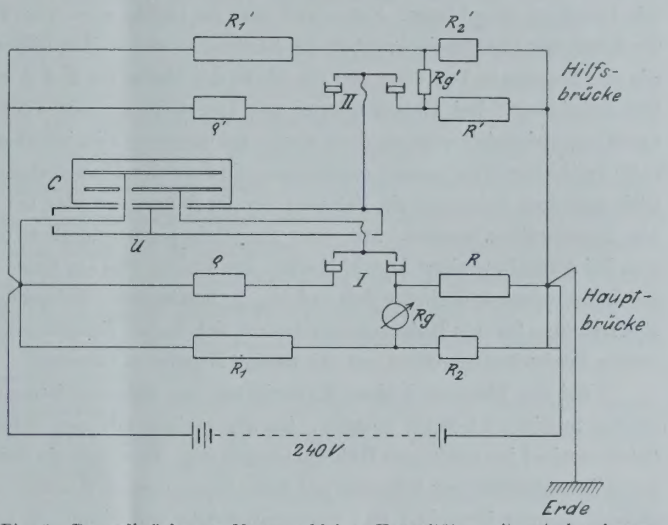


Fig. 5. Doppelbrücke zur Messung kleiner Kapazitäten mit unterbrochenem Gleichstrom.

Zahl der Unterbrechungen in der Sekunde	283,166	283,177	283,172
Gesamtkapazität $\mu\mu$F	$112{,}094_0$	$112{,}092_4$	$112{,}086_0$
Schaltkapazität $\mu\mu$F	$0{,}946_8$	$0{,}943_7$	$0{,}940_6$
Kapazität C $\mu\mu$F	$111{,}147_2$	$111{,}148_7$	$111{,}145_4$
Abweichung in Hunderttausendstel vom Mittelwert 111,9471 $\mu\mu$F	+0,1	+1,5	—1,6

Die Schaltkapazität wurde nur am Anfang und am Ende der ganzen Meßreihe bestimmmt, der mittlere Wert ist interpoliert, sie nimmt bei längerem Betrieb des Schwingers stets um einige Tausendstel $\mu\mu$F ab, wahrscheinlich infolge Herausspritzens winziger Tröpfchen Quecksilber.

Die Quecksilberkontakte müssen technisch noch verbessert werden, es gelingt nicht immer, sie so einzustellen, daß das Galvanometer ruhig steht. Auf die Reinheit des Quecksilbers kommt es sehr an. Ein zweiter Schwingeinsatz für eine andere Frequenz ist hergestellt.

Der gemessene Kondensator ist aus der gleichen Phosphorbronze wie die Plattenkondensatoren, welche der Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit dienen sollen, hergestellt. Die 5 mm dicken Platten haben 5 mm Abstand und auf Druck beanspruchte Quarzisolation, der Kondensator ist durch längeres Erwärmen auf 140° C künstlich gealtert. Ein gleicher Kondensator ist aus Invarstahl hergestellt. Die beiden, voraussichtlich zeitlich kaum veränderlichen Kondensatoren sollen zur einfachen laufenden Kontrolle der Meßeinrichtung bei den Lichtgeschwindigkeitsmessungen dienen.

55. Synchronmotor zur Frequenzmessung[1]). Um die Frequenz des Röhrensenders (s. Nr. 54) genau messen zu können, wurde das phonische Rad, das durch rhythmische Stromstöße in Synchronismus gehalten wird, zu einem Synchronmotor für Wechselstrom entwickelt. Der Läufer, ein teilweise mit Quecksilber gefüllter Hohlkörper aus Hartgummi, enthält am Umfang 60 eingelassene Eisenstäbchen von 2 mm Dicke. In einer Eindrehung am Umfang des Hartgummiständers ist eine Wickelung von 108 Windungen 0,5 mm Kupferdraht gelegt, über diese sind radial von außen 30 U-förmige Eisenbleche von 2 mm Dicke in den Ständer eingeschoben. Nur mit Wechselstrom betrieben, würde der Läufer bei Synchronismus sich in einer halben Periode um $^1/_{60}$ des Umfangs drehen. Um zur halben Drehzahl zu gelangen, wird dem Wechselstrom in der Wickelung ein Gleichstrom von mindestens dem Betrage des Scheitelwertes des Wechselstromes überlagert, er wird einer 6-V-Batterie über eine Drossel entnommen. Zum Anlassen wird der Läufer aus einer Düse mit Druckluft angeblasen. Betrachtet man im Lichte einer vom Röhrensender gespeisten Glimmlampe die Köpfe der 12 Deckelschrauben des Läufers, so stehen ihre Bilder vervielfacht bei Synchronismus still. Bis zu Frequenzen von etwa 400 Hz bleibt der Motor bei 2, 3 A auch nach Abstellen der Druckluft im Synchronismus. Bei Unterstützung mit Druckluft konnte auch bei höheren Frequenzen dauernder Synchronlauf erzielt werden, doch wurde bei längerem Betrieb über 500 Hz der untere Lagerstein schadhaft; für höhere Frequenzen müßte man die Zahl der Eisenstäbchen vermehren. Die Achse des Läufers trieb mit einer Schnecke ein Zahnrad von 50 Zähnen an, das bei jeder Umdrehung einen Kontakt für den Zeitschreiber machte. Mit einer Registriergeschwindigkeit des Zeitschreibers von 6 cm/sec kann man bei Aufnahme einer Anzahl Marken am Anfang und am Ende von 10 Minuten die mittlere Frequenz des Röhrensenders in dieser Zeit auf $^1/_{100\,000}$ bestimmen. Bei geeigneten konstanten Batterien und Vorwiderständen für den Röhrensender ändert sich dessen Frequenz bei mehreren hintereinander aufgenommenen Beobachtungsreihen nur um wenige Hunderttausendstel.

56. Die Kühlung von Normalwiderständen[1]). Bei der Messung kleiner Kapazitäten mit unterbrochenem Gleichstrom wird die 100 000-Ohm-Büchse mit fast 0,6 Watt belastet. Im allgemeinen gilt eine Belastung mit 1 Watt für eine Büchse im Petroleumbad bei kräftigem Rühren als zulässig. Es wurde ein normales Büchsenmodell (ohne Abschluß gegen Feuchtigkeit) mit 0,05 mm mit Seide besponnenem Kupferdraht von 57 m Länge gleich ca. 500 Ohm einlagig unifilar bewickelt und vorschriftsmäßig mit Schellack behandelt, die Bewickelung entspricht der einer 10 000-Ohm-Büchse mit 57 m des dünnsten Manganindrahtes von 0,05 mm. Der Versuchswiderstand wurde in einem Bade von 6 Liter Petroleum bei sehr kräftigem Rühren mit 1 Watt belastet; durch Messung des Widerstandes wurde die Temperatur der Wickelung bestimmt; sie war um 1,2° C höher als die Temperatur des Bades. Bei Belastung mit 1 Watt ist daher die Temperaturkorrektion des Widerstandes nicht mit einer für genaue Messungen ausreichenden Zuverlässigkeit nach der Badtemperatur anzubringen. Bei der 100 000-Ohm-Büchse ist die Anordnung des Widerstandes hinsichtlich der Kühlfläche wesentlich ungünstiger als bei dem obigen Versuchsstück.

Nach den vorzüglichen Erfahrungen, die mit der Kühlung durch Kupferbacken bei kleinen Widerständen zur Messung starker Wechselströme gemacht waren, wurde nun ein mit einem Kupferdraht gleicher Länge und Stärke unifilar bewickeltes Blech von $100 \cdot 50 \cdot 1$ mm^3 unter Zwischenlage von zwei schellackierten Seidenblättern zwischen zwei Kupferplatten von $100 \cdot 70 \cdot 8$ mm^3 gepreßt. Während der Alterung bei 160° wurden die Schrauben nochmals angezogen. Die Messung dieses Widerstandes wurde in demselben kräftig gerührten Ölbade bei 1 Watt Belastung vorgenommen. Die Temperatur der Kupferbacken, mit einem in eine Bohrung gesteckten Thermometer gemessen, blieb nur um 0,15° hinter der Temperatur der Wickelung zurück, gegen das Bad war der Temperatursprung nahezu der gleiche wie im vorigen Falle. Es sind 10 Widerstände von je 10 000 Ohm in dieser Form mit Kupferbackenkühlung in Arbeit. Die Wärmekapazität der Kupfermenge ist so groß, daß bei Belastung der so zusammengesetzten 100 000 Ohm mit 0,6 Watt die Anwendung eines Ölbades nicht mehr erforderlich ist. Dabei ist der Raumbedarf dieser 10 Widerstände erheblich kleiner als der von 10 Büchsen. Ein weiterer Vorteil besteht darin, daß bei Parallelschaltung von 10 Widerständen gleichen Nennwertes der relative Gesamtfehler der gleiche ist wie bei Reihenschaltung, sofern die Einzelfehler kleiner als 0,1 % sind. Beim Anschluß dieser 10 Widerstände in Parallelschaltung an die Hauptnormale erspart man also zwei Zwischenstufen.

---

[1]) Schering.

Die Versuche mit dem Glimmlichtoszillographen in Verbindung mit einer Verstärkeranordnung wurden fortgesetzt. Das Glimmlichtrohr wurde direkt in den Anodenkreis des Verstärkerrohrs geschaltet, so daß die im Glimmlichtrohr auftretende Stromstärke der am Gitter des Verstärkerrohrs liegenden, zu untersuchenden Wechselspannung proportional wurde. Mit dieser Anordnung wurden die im Isolierpapier vor dem Durchschlag auftretenden Vorgänge untersucht. Die Ergebnisse sind veröffentlicht (Anh. Nr. 15 u. 16). *57. Untersuchung von Durchschlagsvorgängen mit dem Glimmlichtoszillographen*[1]).

Es wurden die Fehler der Angaben eines Drehstromzählers bei einem Erdschluß in einem Niederspannungsnetz rechnerisch und in einem praktischen Falle experimentell untersucht. Ein Aufsatz darüber ist der Elektrotechnischen Zeitschrift zur Veröffentlichung übergeben. *58. Drehstromzähler bei Erdschluß*[2]).

Auf mehrfache Anfragen aus der Schwachstromindustrie nach einem Vibrationsgalvanometer für Wechselstrom von 200—1000 Hz mit elektromagnetischer Abstimmung wurde die Weiterbildung des in den Tätigkeitsberichten 1917 Nr. 9 und 1918 Nr. 11 kurz beschriebenen Instrumentes wieder aufgenommen. Bei diesem lag das bewegliche System offen und war, besonders beim Auswechseln von Einsätzen für verschiedene Frequenzbereiche, Beschädigungen leicht ausgesetzt. Es wurden geschlossene Einsätze hergestellt, an denen Polschuhe für den Wechselstrommagneten befestigt waren. Infolge des schlechteren Eisenschlusses mußte die Windungszahl der Wechselstrommagnete erhöht werden, um die gewünschte Empfindlichkeit zu erhalten; das in Resonanz schwingende magnetisierte Blättchen erzeugte aber in den vielen Windungen eine hohe Gegen-EMK, die sich als hoher Wirkwiderstand bei Resonanz bemerkbar machte. Es wurde dann die ursprüngliche Form des Wechselstrommagneten mit etwas aufklappbaren Schenkeln hergestellt, zwischen die das ganz abgeschlossene bewegliche System eingebracht werden kann. Der Wechselstrommagnet mit seinen Spulen ist in das Galvanometer einsteckbar, so daß mit einem Handgriff der Magnet mit der für die jeweilige Messung zweckmäßigsten Wickelung 40—400—4000 Ohm eingesetzt werden kann. *59. Vibrationsgalvanometer für mittlere Frequenz*[3]).

a) Die an Kugellagern vorgenommenen Versuche, das zur Trennung von Luft- und Lagerreibung entwickelte kalorimetrische Verfahren für die Überprüfung der Störungsfreiheit von Lagerversuchen zu verwenden, sind veröffentlicht (Anhang Nr. 27). *60. Lagerversuche*[4]).

b) Die ersten Messungen mit der Anordnung zur reibungslosen Belastung von Versuchslagern sind gleichfalls veröffentlicht (Anhang Nr. 27). Seitdem konnte die Anordnung wesentlich verbessert werden. Bei Verwendung nur eines Lagers zur Druckübertragung ergibt sich im Falle des Synchronismus zwischen Hauptwelle und Hilfskugellager eine Unstetigkeit in der Leistungsaufnahme des Hauptmotors. Der Leistungssprung ist gleich dem doppelten statischen Reibungsmoment des druckübertragenden (koppelnden) Kugellagers mal der synchronen Drehzahl. Die Unstetigkeit der Leistungsaufnahme kann eliminiert werden, wenn die Druckübertragung durch zwei gleiche Lager erfolgt, von denen das eine beständig ein wenig übersynchron, das andere entsprechend untersynchron mit der Hauptwelle umläuft; dann wirken die Reibungsmomente beider Lager entgegengesetzt und heben sich auf. Fig. 6 zeigt die neue Anordnung, wobei ein Hauptmotor (oben) durch einen als Waage ausgebildeten Hilfsmotor (unten) belastet wird. Der Antrieb der Kugellager auf der Hauptwelle erfolgt über Seile, die Abweichung vom Synchronismus wird durch

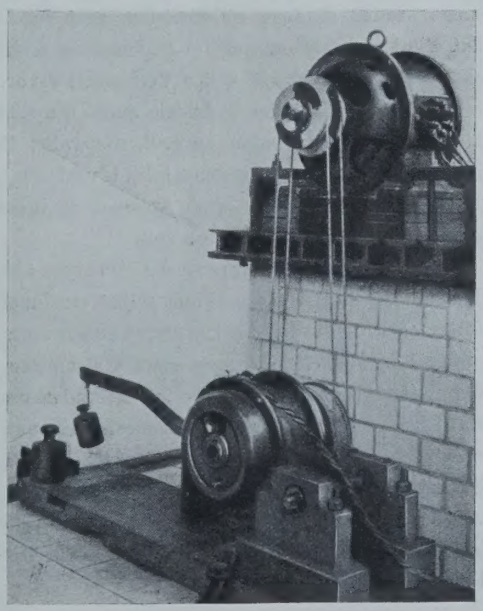


Fig. 6.

[1]) Engelhardt, Gehrcke.
[2]) Schering, Reichardt.
[3]) Schering. [4]) V. Vieweg, R. Vieweg.

kleine Unterschiede des Durchmessers der Seilrollen bewirkt. Zur Beobachtung der Drehzahlverhältnisse sind auf der Hauptwelle und jedem der Kugellager stroboskopische Scheiben angebracht.

c) Das in der Reichsanstalt durchgebildete Torsionsdynamometer mit optischer Ablesevorrichtung wurde weiter ausgebaut. Nachdem durch Anbringung einer besonderen Kapselung der Einfluß der Luftwirbelungsverluste auf die zum Anzeigen des Drehmomentes dienenden Teile beseitigt war, konnte unter dem Schutz der Kapselung eine bewegliche Dämpfungseinrichtung (Masse und Feder) eingebaut und so das Dynamometer zur Messung ungleichförmiger Drehmomente brauchbar gemacht werden.

61. Vergleich zwischen Gleit- und Kugellagern[1]).

Bei den noch im Gange befindlichen Vergleichsversuchen an Motoren, die mit Gleitlagerr, und solchen, die mit Kugellagern ausgerüstet sind, findet die verbesserte Anordnung zur reibungslosen Belastung Verwendung.

62. Zusätzliche Verluste in Asynchronmotoren[2]).

Die Untersuchungen über den Zusammenhang zwischen Zusatzverlusten und Zahnpulsationsverlusten werden fortgesetzt.

63. Direkte Schlüpfungsmessung[3]).

Die Methode zur direkten Messung der Schlüpfung von Asynchronmotoren mittels Unipolarmaschinen wurde abgeschlossen und veröffentlicht (Anhang Nr. 26).

64. Stroboskopische Messungen[3]).

Im Hinblick auf die zahlreichen verschiedenen Verfahren, nach denen auf Grund stroboskopischer Beobachtungen Drehzahlen und Schlüpfungen ermittelt werden können, wurde das Gesamtgebiet der stroboskopischen Drehzahl- und Schlüpfungsmessungen methodisch und rechnerisch unter einheitlichen Gesichtspunkten behandelt. Die Herleitung allgemeiner Beziehungen zwischen der Zahl der beobachteten Bilder, der Drehzahl, der Frequenz des Hilfsmittels und der Anzahl der verwandten Merkzeichen ergab neue Formeln für die Drehzahl- und Schlüpfungsmessung, die für beliebige Verhältnisse gültig sind. Die Untersuchung ist abgeschlossen und veröffentlicht. (Anhang Nr. 22).

65. Verbesserung der magnetischen Meßeinrichtung[4]).

Da der Umfang der Prüftätigkeit des magnetischen Laboratoriums in diesem Jahre auf etwa das Doppelte des Vorjahres gestiegen ist, konnten nur die allerdringendsten Arbeiten im Gange gehalten werden.

Die Differential-Meßeinrichtung von Siemens u. Halske zur Bestimmung der Verlustziffer konnte bei einer großen Anzahl von laufenden Prüfungen benutzt werden. Um die nötigen Erfahrungen über die Meßgenauigkeit zu sammeln, wurden sämtliche Proben, die nach der absoluten Methode untersucht werden mußten, nachträglich auch im Differential-Apparat gemessen. Dabei hat sich gezeigt, daß die Übereinstimmung im allgemeinen recht befriedigend ist; jedoch kommen gelegentlich Abweichungen bis zu etwa 2% der Verlustziffer vor.

Auf Wunsch der Industrie mußten mehrfach magnetische Größen unter ungewöhnlichen Bedingungen gemessen werden, so z. B. die wahre Remanenz und die Koerzitivkraft an fertigen Hufeisenmagneten, die Anfangspermeabilität und die wahre Remanenz an Epsteinproben und a. m. Diese Bestimmungen wurden durch Anwendung besonderer Kunstgriffe möglich, über die an anderer Stelle ausführlich berichtet werden soll.

66. Einfluß der chemischen Zusammensetzung und thermischen Behandlung auf die Magnetisierbarkeit ferromagnetischer Legierungen[5]).

Bei der Weiterführung der Arbeiten über Materialien mit hoher Anfangspermeabilität trat die Herstellung und Untersuchung selbst erschmolzener Proben in den Vordergrund. Um die Richtung festzulegen, nach der die Untersuchungen auszudehnen sind, wurden zunächst zur rohen Orientierung außer Eisennickellegierungen etwa 120 andere binäre, ternäre und quaternäre Legierungen im Tammannofen erschmolzen, bearbeitet, behandelt und untersucht. Dabei haben sich trotz der rohen Methode recht bemerkenswerte Resultate gezeigt, die nun an sauber im Vakuum hergestellten Legierungen näher untersucht werden sollen. Es sei erwähnt, daß unter diesen Materialien sich viele mit extrem kleiner Koerzitivkraft (herunter bis zu der bisher wohl noch nirgends erreichten Koerzitivkraft von etwa 0,04 Gauß) befinden. Die Herstellung der Proben hat zum Teil beträchtliche Schwierigkeiten gemacht, besonders was die Wahl der richtigen Tiegelsorte, die Methode des Durchrührens und der späteren Formgebung anlangt.

---

[1]) V. Vieweg, Linckh. [2]) Linckh. [3]) R. Vieweg, Linckh.
[4]) Steinhaus.
[5]) Steinhaus, Kußmann, Gumlich a. G.

(Schluß folgt.)

Pierre Louis Guinand

geb. den 20. April 1748, gest. den 13. Februar 1824.

Von

Moritz von Rohr in Jena.

Für die Herstellung des optischen Glases ist dieser Mann von allergrößter Bedeutung; ist er es doch gewesen, der im Laufe gemeinsamer Arbeit für Joseph Fraunhofer zum Hauptanlaß wurde, sich mit den Eigenschaften des dem Optiker unbedingt notwendigen Rohstoffes eingehend zu beschäftigen und ein Verfahren zu ersinnen, die Brechzahl vorliegender Glasproben mit höchster Schärfe zu bestimmen.

Wenn Fraunhofer später zu seinen denkwürdigen Versuchen kam, das Glas zu verbessern und seine mindestens für lange Jahre unverändert gültigen Forderungen des Optikers an den Schmelzer aufzustellen, so wirkte er doch mit den technischen Mitteln weiter, die P. L. Guinand ihm bereitgestellt hatte, stand bildlich gesprochen auf dessen Schultern und hat sich durch mehrjähriges Zusammenarbeiten mit diesem auch dessen Übung zu eigen gemacht.

Guinands Name war vor einigen Jahren in den Fachkreisen Deutschlands wohl nicht unbekannt; doch ging die hier[1]) übliche Bewertung seiner Tätigkeit im wesentlichen auf einen rasch niedergeschriebenen Bericht Joseph Utzschneiders von 1826 zurück, der Guinands Benediktbeurner Tätigkeit aus einem Abstande von mehr als 12 Jahren nach ihrem Abschluß behandelte. Wie man heute zeigen kann, hat Utzschneider dafür nicht alle Hilfsmittel aus seinem Besitz benutzt, und daneben stand er unter dem Eindruck des Wettbewerbs mit dem Glasschmelzer Guinand von dem er sich hintergangen glaubte. Diese Gegnerschaft, die sich ja bald auch auf wirtschaftlichem Gebiete fühlbar machte, hat seit dem Anfang des Jahres 1816 beide Männer in der Beurteilung ihres gegenseitigen Verhältnisses merklich gestört, so daß insbesondere Utzschneiders späterer Bericht nicht ohne weiteres als eine Quelle für Guinands Wirken benutzt werden kann. Ich habe das zwar noch in meiner letzten Mitteilung an die Wochenschrift „Die Naturwissenschaften“ getan, doch hat mich zuerst eine briefliche Mitteilung Herrn R. Swinnes zu meinem jetzigen Standpunkt gebracht. Selbstverständlich bleiben aber Utzschneiders spätere Äußerungen sehr wertvolle Belege für den Eindruck, den ihm Guinands Persönlichkeit und Arbeitsweise im Anfang und auch später gemacht hat.

Die Westschweizer Ortsforschung hat schon seit längerer Zeit eifrig daran gearbeitet, das Leben Guinands mehr und mehr zu enthüllen, und hat namentlich im Jahre 1924, als die hundertste Wiederkehr von Guinands Todestag dafür den Anlaß bot, zusammenfassende Aufsätze erscheinen lassen, aus denen man viel lernen kann. Aber die für den Optiker wichtigste Seite seines Lebens, seine Versuche mit dem Glasschmelzen, sind dort nicht besonders eingehend noch aufschlußreich behandelt, weil er und seine Familie dies alles als tiefstes Geheimnis behandelt haben. Von den sehr eifrigen heimischen Beurteilern konnte mithin nicht sehr viel dazu ermittelt werden,

[1]) Hier darf ich wohl ohne Anmaßung auf meine immer von neuem aufgenommenen Untersuchungen zur Frühgeschichte der Entwicklung des optischen Glases hinweisen. Sie sind 1899, 1909, 1916, 1917, 1924, 1925 erschienen und enthalten alle sorgfältige Quellenangaben, soweit eben jeweils meine Kenntnis reichte. Westschweizer Forschungen sind erst in den beiden letzten Mitteilungen berücksichtigt. Die Ergebnisse der nicht weiter schwierig zugänglichen Abhandlungen setze ich im folgenden als bekannt voraus.

so wichtig mittelbar auch manche Angaben aus der Zeit von 1814 ab für die Berichtigung unserer alten, unvollständig begründeten Auffassung sind.

Zu einer richtigen Würdigung der Leistung P. L. Guinands ganz im allgemeinen kann man nur kommen, wenn man die Schwierigkeiten richtig bewertet, unter denen in der zweiten Hälfte des 18. Jahrhunderts alle Optiker zu leiden hatten, soweit sie farbenfreie Fernrohre ausführen wollten.

Gewiß war das farbenfreie Fernrohr schon 1733 in England erfunden worden, und es wurde seit 1758 regelmäßig in London hergestellt, aber der Bedarf der Londoner Handwerksmeister an Flintglas war so gering, daß sich keiner der damaligen englischen Hüttenbetriebe darauf einrichtete, bloß optisches Glas zu schmelzen. Man war auf Zufallsstücke bei den regelmäßig für die grobe Glastechnik arbeitenden Hütten angewiesen, und der Geschichtsforschung ist heute der Nachweis gelungen, daß gleichzeitige Sachverständige um den Anfang des 19. Jahrhunderts öffentlich aussprachen, der Glasersatz für englische Künstler sei merklich schlechter geworden, als etwa 20 Jahre zuvor.

Die nicht unbeträchtlichen Preise, die reichlich oft in Frankreich, aber sicherlich auch in England für eine Verbesserung des Glasersatzes öffentlich ausgelobt worden waren, hatten nicht zu dem gewünschten Ziele geführt, und die Lage auch des englischen Optikergewerbes war insofern wirklich unerfreulich, als man nicht einmal mehr Fernrohrobjektive von $12^1/_2$ cm Durchmesser herstellen konnte, die doch im 18. Jahrhundert, wenn auch selten, gelungen waren; von einem Fortschritte darüber hinaus war gar nicht zu reden.

Hier suchte ein unternehmungslustiger Erfinder Abhilfe zu schaffen, obwohl er der Schmelzkunst ganz fern stand. Pierre Louis Guinand war 1748 in dem Fürstentum Neuenburg geboren und hatte sich nach einer sehr dürftigen Schulbildung zunächst dem Tischlerhandwerk zugewandt, worin er Gehäuse für Standuhren anfertigte. Als erfinderischer Kopf hatte er aber auch Kenntnisse im Metallguß erworben und lieferte darin sehr gut bezahlte Arbeit. Aber sein eifrigstes Streben ging schon seit seinem 21. Jahre auf die Verbesserung optischen Glases. Dieser Aufgabe widmete er seine ganze freie Zeit und alle seine Ersparnisse, und man versteht es, daß ihn seine an optische Betriebe nicht gewöhnten Landsleute den *Optiker* nannten, eine Berufsbezeichnung, die er selber auch angenommen hat. Die Heimatforschung in jener Gegend hat den Nachweis geführt, daß er von 1778 bis 1780 sogar geschäftsmäßig Fernrohre gemeinsam mit einem Papparbeiter — die Auszüge der Taschenfernrohre waren damals noch vielfach aus Pappe — anfertigte. Dieses Unternehmen ließ sich aber nicht halten, und Guinand mußte seine Lieblingsbeschäftigung weiterhin in freier Kunstübung ausführen. Wir wußten früher von dieser Vorbereitungszeit eigentlich nur, daß er 1798 einen Besuch in Paris abgestattet habe, worauf er dann 1805, nach längeren Verhandlungen und einigen Probearbeiten, für das in und bei München begründete optisch-feinmechanische Unternehmen angeworben ward. Inzwischen hat sich die Kenntnis ergeben[1]), daß dies nicht seine erste Beziehung nach Bayern hin war, da im Jahre 1804 offenbar schon Verhandlungen mit der Münchener Akademie geschwebt hatten. Mindestens P. L. Guinand war der Meinung gewesen, daß bei dieser gelehrten Körperschaft eine Neigung bestanden habe, optisches und

[1]) Im Nachfolgenden mache ich gelegentlich von einer Zusammenstellung aktenmäßiger Belege Gebrauch, die Herr A. Seitz zum 100. Todestage Fraunhofers herauszubringen gedenkt. Hoffentlich wird es mir möglich sein, mich dazu in dieser Zeitschrift zu äußern.

auch Spiegelglas zu machen. Ganz bestimmt ist aus diesen Plänen nichts geworden, sondern seine Tätigkeit in Bayern vom Spätherbst 1805 bis zum Frühjahr 1814 führte ihn zu einer Verbindung mit J. Utzschneider allein.

In dem Utzschneiderschen Nachlasse befindet sich dank den Voitschen Bemühungen ein umfangreiches Schriftstück von P. L. Guinands Hand mit dem bereits veröffentlichten Titel: *Mémoire pour faire le verre, mais particulièrement le verre en forte réfrangibilité, pour faire les lunettes achromatiques.* Utzschneider hat in einer Veröffentlichung vom Jahre 1829 darauf Bezug genommen, und zwar hat er es als die Niederschrift erkennen lassen[1]), die Guinand 1805 bei seiner Übernahme in das damalige Unternehmen von Reichenbach, Utzschneider und Liebherr zu liefern hatte. Daß von den Leitern eine solche Niederlegung der eigenen Erfahrungen verlangt wurde, ist unserer Zeit mit ihrer größeren Erfahrung im Zusammenarbeiten von Technikern sehr einleuchtend. Man kann übrigens bei sorgfältiger Lesung der Handschrift noch eine Reihe von Mitteilungen zu ihr machen, die zwar nur auf Deutung beruhen, aber kaum zu bestreiten sind.

Wahrscheinlich ist die Handschrift zunächst eine Art Kladde für Guinand gewesen, wo er seine selbstgewonnenen Erfahrungen für seine Angehörigen niederschrieb. Dieser Teil reicht etwa bis zu S. 139, und ihm entspricht das ziemlich eingehende Inhaltsverzeichnis. Sorgfältig ausgeführte Zeichnungen haben ihm beigelegen, und zwar scheinen die ersten die Darstellungen ii, iii und iv nach der heutigen Bezeichnung gewesen zu sein. Einige Teile waren sicher schon im Dezember 1800 fertig, wo er an eine Verbindung mit Utzschneider nicht entfernt denken konnte.

Ich nehme nun an, daß Guinand 1805 Utzschneidern diese Kladde angeboten, und daß er sie auf dessen Zustimmung jedenfalls noch nach dem Sommer 1805 vervollständigt hat. Er hat sowohl neue Zeichnungen, z. B. die heutige Tafel i, angefertigt, wie auch den ganzen Text durch Streichungen, lange Zusätze und sehr zahlreiche Anmerkungen verändert. Natürlich kann die eine oder die andere Anmerkung darunter auch älteren Ursprungs sein, die große Menge möchte ich aber auf die späte Durcharbeitung setzen. Dem älteren Text hängte er von S. 140 ab noch die Mitteilung jüngerer Erfahrungen an; sie sind in das Inhaltsverzeichnis nicht mehr eingehender aufgenommen worden, obwohl man bestimmt ähnliche Abschnitte wie die älteren darunter erkennen kann. Sodann werden die Schmelzen beschrieben, die er — auf Utzschneiders Kosten — im Frühling und Sommer 1805 gemacht hatte; hier findet sich auch die Mitteilung des kleinen kolbenförmigen Tonrührers, der danach erst im Frühjahr 1805 entstanden ist, während er früher große, pilzförmige Rührer bevorzugt hatte. Die letzten Bemerkungen sind wieder allgemeinerer Natur — sie behandeln Grundregeln für das Schmelzen — und lassen meiner Meinung nach Guinands stark ausgeprägten Zug zu lehrhafter Äußerung besonders deutlich erkennen.

Die Handschrift des Mannes von sehr geringer Schulbildung ist an sich nicht schlecht, doch wird die Lesbarkeit stark durch die Rechtschreibung erschwert, die sich weniger an die grammatischen Regeln als an den Klang hält. Offenbar sind einige Leser — ich möchte an Utzschneider und Fraunhofer denken — dabei nicht selten auf so viele Schwierigkeiten gestoßen, daß sie ihre Zweifel gelegentlich

[1]) Am deutlichsten zeigen das wohl seine Worte in A. N. 1829. 7. Nr. 163. Sp. 378. *Avant que Mr. Pierre Louis Guinand entrât à mon service, il fut obligé de me communiquer tout ce qu'il avait fait jusqu'à cette époque dans l'art de fondre le verre. J'obtins ainsi une description des petites fontes, faites par lui depuis 1775,* . . . und Sp. 379. *La description des fontes de Mr. Guinand écrite de sa propre main et que je possède encore, prouve qu'en 1805 il n'était.* . . .

durch Fragezeichen kenntlich gemacht haben. Den Lesern der neuesten Zeit ist es vielleicht ähnlich ergangen, jedenfalls bin ich nirgendwo einer einigermaßen eingehenden Besprechung des zum Teil recht bemerkenswerten Inhalts begegnet.

Mir selber erschien es, als ich Mitte September 1925 in den Besitz einer Weiß-Schwarz-Wiedergabe des im Deutschen Museum[1]) aufbewahrten Stückes kam, ausgeschlossen, die alte Handschrift einfach zu lesen, da ich von der sehr eigenartigen, lautnachahmenden Schreibung auf Schritt und Tritt gestört wurde. Ich habe mich alsdann gleich an eine möglichst treue Übersetzung gemacht und viele Hilfe von der bereitwillig gewährten Unterstützung durch meine in Paris erzogene Frau gehabt. Später, wenn man den bemerkenswert kleinen technischen Sprachschatz Guinands in sich aufgenommen hat, wird es leichter, doch bleiben immer noch sehr schwierige Stellen im Wege zurück, sei es, daß es sich um unerklärt gebliebene Fachausdrücke, sei es, daß es sich um eine nur halbgelungene Entzifferung gestrichener Stellen handelt[2]).

Was die Maße angeht, so ist aus mehrfachen Bezeichnungen des Längenmaßes mit *Pied de roi* auf den alten Pariser Fuß (= 0,325 m) und den Pariser Zoll (= 2,707 cm) zu schließen. Bei der Umrechnung wurden bloße rechnerische Genauigkeiten vermieden.

Bei dem Gewicht hätte also zu gelten 1 Pfd. = 0,49 kg, doch wurde bei den ganz groben Gewichtsangaben des Glasschmelzers in der Regel von einer Umrechnung in kg abgesehen.

Das Holzmaß der *Toise* habe ich als Neuenburger Maß mit $10' \times 5' \times 3'$ des Landesmaßes angenommen und nach dem Wörterbuch von Sachs-Villatte zu $3\,^3/_4$ m³ angesetzt. Doch kann ich hier natürlich leicht einen Irrtum begangen haben.

In der endgültigen Form der Übersetzung habe ich mich an die vielfach schleppende und unbeholfene Ausdrucksweise des ältesten Schmelzers von optischem Glase nicht wörtlich gehalten, sondern versucht, ihn fließender sprechen zu lassen. Denn da jede Übersetzung dem Schreiber des ersten Textes gleichsam einen etwas anderen geistigen Ausdruck verleiht, so war ich der Meinung, es sei unnötig, seinen Gedanken das (sicherlich von ihm selber lebhaft beklagte) dürftige Sprachkleid zu lassen. Vielmehr habe ich eine Ausdrucksweise gewählt, die in den 20er Jahren des 19. Jahrhunderts im Süden des deutschen Sprachgebiets möglich gewesen wäre. Die kleinen Abweichungen von dem heutigen Deutsch — auch in dem Auszuge — werden vielleicht auf die 100 Jahre zurückliegende Zeit hinweisen. Diese in der letzten Durcharbeitung heute noch unvollständige Übersetzung will ich in unserer Bücherei und auch im Deutschen Museum niederlegen.

In dem Auszuge, wie er hier folgt, sind für den Wortlaut Vorbehalte nicht weiter zu machen. Die Zeichnungen stammen alle von Guinand, doch ist die Beschriftung hier unter der freundlich gewährten Mitarbeit des Ingenieurs Herrn Puls wesentlich verschönt und von kleinen Versehen — etwa der Verwendung gleicher Buchstaben für verschiedene Teile der gleichen Zeichnung — befreit worden.

---

[1]) Es ist mir eine wirkliche Freude, die Bereitwilligkeit dankbar anzuerkennen, mit der die Museumsverwaltung — ich habe deswegen mit Herrn Dr. Fuchs verhandelt — die Arbeiten erleichtert hat.

[2]) Schon bei der Abfassung des hier folgenden kleinen Auszugs habe ich dankbar der mir von Herrn Prof. Dr. H. Bühler in *La Chaux de Fonds* freundlich gewährten Hilfe zu gedenken. Ich werde mich für die beabsichtigte vollständige Übertragung noch häufiger an ihn wenden müssen, wenn diese Arbeit wirklich gelingen soll.

Daß in neuerer Zeit die Handschrift gelesen wurde, kann man natürlich nicht bestreiten. Veröffentlicht wurde, wie schon gesagt, meines Wissens nichts Eingehenderes. Wenn Herr R. Swinne im Frühjahr 1924 nach einer Voitschen Handschrift, die Überschriften des älteren Teils im wesentlichen bis zur S. 139 mitteilt, so muß doch darauf hingewiesen werden, daß E. Voit mindestens an zwei Stellen die Überschriften mißverständlich übersetzt hat, und daß das Vorhandensein der späteren Abschnitte dort nur für einen einzelnen eben angedeutet wurde. So ganz wichtige Entdeckungen, wie die Erfindung des heutigen, kolbenartigen Glasrührers gegen das Frühlingsende 1805 sind, soviel ich weiß, überhaupt niemals hervorgehoben worden.

Außerdem ist die Angabe des Umfangs der Handschrift mit 193 S. doch zu kurz übers Knie gebrochen und wird also weder der etwas regellosen Entstehung (mit der Auslassung der S. 88, 150, 162) noch der späteren Vervollständigung gerecht (namentlich nach 46 sind 10 Seiten eingeschaltet, ferner finden sich auch die Seiten 76_0, 77_* und eine weitere). Ich zähle also (193 — 3 + 13 =) 203 Seiten. Von diesen ist allerdings ein guter Teil (namentlich 17—28) gestrichen, doch wird später gelegentlich wieder darauf verwiesen. Auch sonst sind unter der Streichung frühere Schichten der Niederschrift zu erkennen und würden einem eigentlichen Glasfachmann zu einem Einblick in die allmähliche Entstehung von Guinands Fachkenntnissen verhelfen können. Wo sie mir wichtig genug erschienen, habe ich sie in dem Auszug durch die Zeichen [: . . .:] eingeschlossen und kenntlich gemacht.

Die Zeichnungen sind hier sämtlich wiedergegeben, soweit sie in dem Text benutzt worden sind, und der Text ist auch für die Abfassung der Unterschriften maßgebend gewesen. Außerdem fanden sich noch zwei Blätter mit Schnitten durch einen Schmelzofen älterer Art, denn man findet dort noch eine später verlassene Hafenform angenommen. Die Bezifferung ist sehr eigenartig und läßt mehrfache Überarbeitungen erkennen, ohne daß bei der letzten eine bestimmte Ordnung endgültig angenommen wäre. Ich habe auch hier neu beziffert, und zwar, um die Aufmerksamkeit auf die nachträgliche Feststellung der Ordnungsziffern zu lenken, römische Zahlzeichen mit kleinen lateinischen Buchstaben verwandt, die in unseren Druckwerken seltener vorkommen.

Wegen der großen geschichtlichen Bedeutung möchte ich versuchen, hier einen etwas eingehenderen Hinweis auf dieses wichtige Schriftstück zu geben, indem ich eine ganz kurze Inhaltsangabe auf jeden Abschnittsanfang folgen lasse. Gelegentlich mußte auch einmal eine Guinandsche Überschrift bemängelt werden, doch ist das an jener Stelle deutlich hervorgehoben worden. Um gar keinen Zweifel daran bestehen zu lassen, daß es sich hier um einen (in unserer heutigen Fachsprache abgefaßten) Auszug handelt, wurde durchweg die Form der abhängigen Rede gewählt.

Guinands Denkschrift für die Herstellung von Glas, insonderheit solchem von hoher Brechung zur Herstellung von farbenfreien Fernrohren.

1. Die Zusammensetzung des hochbrechenden Glases (1—4). Eine große Schwierigkeit bestehe darin, daß man die verschiedenen Bestandteile des Glassatzes für Flintglas, weißen Sand, Soda und Mennig, weder vollkommen vermischen noch auch verhindern könne, daß die geschmolzene Glasmasse die Hafenwandungen anfresse und auflöse. Säge man den erkalteten Glasblock (s. Fig. i) von oben nach unten durch und poliere die Schnittfläche, so erkenne man, daß sich in der Glasmasse zwei verschiedene Bewegungen abgespielt hätten: zunächst eine nach oben gerichtete, wo Fäden hinaufstiegen, weil die Hafenmasse, zu einem Teil gelöst, die betreffenden Glas-

mengen leichter gemacht habe; unter Umständen würden auch Sandkörner aus der Hafenmasse gelöst und hinaufgetragen. Daneben bemerke man eine absteigende Bewegung; sie ginge von der Oberfläche der glühenden Glasmasse aus. Dort hätten sich bleireichere Tropfen gebildet und sänken allmählich unter Hinterlassung von Fäden ab. Die Fäden schienen die Tropfen gleichsam zu vertiefen (auch auf S. 41/42). Da man diese verschiedenen Strömungen nicht völlig verhindern könne, so sei die Herstellung wellen- und schlierenfreier Glasstücke sehr schwierig (16). In ganz kleinen Häfen könne man die Bewegungsvorgänge im durchsägten Glasblock nicht so gut verfolgen (auch S. [30/31]). Daher zunächst wäre es nötig gewesen, die Häfen größer anzulegen.

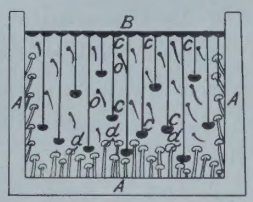


Fig. 1. *A A* Hafenwandung. *B* Oberfläche der Glasmasse. *c c c* absteigende Tropfen und Fäden. *d d* aufsteigende Tropfen und Fäden. *o o o* aufsteigende Sandkörner (Kometen). Hauptsächlich (2—3, 41 ff.).

Diese Darstellung ist schon 1824 von E. Reynier und 1924 von Hrn. R. Swinne veröffentlicht worden.

2. Versuche mit Tonhäfen des Handels (5—8). Die Tonhäfen des Handels seien einmal zu schwach für das große Gewicht des bleireichen Glassatzes und würden ferner von der Glasmasse zu rasch angefressen. Am günstigsten verhielten sich hier noch deutsche Tonhäfen. Sie beständen aus zwei Arten Tons: der eine, hitzebeständigere, wäre zunächst gebrannt und in linsengroße Stücke zerkleinert worden. Diese Brocken würden mit der doppelten Menge des weniger hitzebeständigen Tons vermischt, und aus dieser Mischung forme man die Häfen. Sie würden alsdann so scharf gebrannt, daß die zweite verbindende Tonart halb verglast werde. Auch diese Häfen würden zwar von der glühenden Glasmasse angegriffen, aber nicht in dem Maße, daß die Hafenwandung durchbrochen würde.

3. Tonhäfen eigener Herstellung (8—10). Als bester Hafenton habe sich der von Lengnau im Tal von Dachsfelden[1]) erwiesen, allerdings müsse man den ihm beigemischten groben Sand durch Schlemmen und Sieben entfernen. Er sei gut sowohl für Häfen als auch für Ofenfliesen. Gut für Häfen sei auch der Ton unterhalb von Le Fuet im Dachsfelder Tal. Eine ganze Reihe von Tonarten hätten Metallbeimengungen, Spuren von Eisen, Kobalt, Kupfer, und würden dadurch gefärbt (in jenen Fällen rotgelb, blau und grün). Man solle solche nicht für die Häfen verwenden, weil sie dem Glase ihre Farben mitteilten.

4. Versuche mit Beimischung von Sand verschiedener Feinheit (10—13). Völlig reingeschlemmtem Ton wäre zunächst ein Drittel ganz feiner und für eine andere Probe statt dessen ein Drittel gröberer Sand hinzugemischt, aus jeder Mischung je ein Hafen geformt und beide nebeneinander der größten Hitze ausgesetzt worden. Beide hätten die gleiche Menge desselben Glassatzes empfangen, der sodann in ihnen verflüssigt worden sei. Die Untersuchung nach Erkaltung der Schmelzen habe die Wandung des Hafens aus der feinsandigen Mischung wesentlich weniger angefressen gezeigt, was auf die Verschiedenheit der Wärmeausdehnung von Sand und Tonerde zurückgeführt werden müsse. (16), s. auch unter Nr. 1.

Einschaltung I hinter (46) (a—c). Er habe nach unangreifbaren Tonarten gesucht, um so gleichartiges Glas zu erhalten; er habe farbigen Ton mit weißem gemischt und lange gebrannt, um die Tonmischung zu verglasen. Die Häfen seien doch angefressen worden. Die Mischung des Tons mit Glassatz und Alkali sei gut zu-

[1]) Ich verdanke einer liebenswürdigen Auskunft von Herrn Prof. Dr. A. Kaufmann, daß P. L. Guinand wohl vom Ort Longeau im Tal von Tavannes schrieb, die beide die oben gebrauchten deutschsprachigen Bezeichnungen haben.

sammengeschmolzen und wäre 10 bis 12 Stunden scharf befeuert worden. Die Häfen wären aber auch nicht besser gewesen. Auskleidungsschichten aus Sand und Alkali seien im Hafeninnern aufgetragen worden; die Auskleidung wäre sehr hart und dicht geworden, habe sich aber doch von der Glasmasse anfressen lassen. Ein Versuch, die vorgeschmolzene Glasmasse in einen neuen Hafen umzugießen, habe auch keinen Erfolg gezeitigt. Dann sei ihm der Gedanke gekommen, das Glas durchzurühren.

4a. Häfen zur Unschädlichmachung des metallischen Bleis (51—52). Nach mehreren vergeblichen Versuchen werde innen an der Kante zwischen Boden und Wandung eine verdeckte Rinne angelegt, in deren Decke man einige Löcher bohre (s. auch Abb. ix).

5. Die Unterscheidung ton- und kalkhaltiger Erdarten (15). Man solle Salpeter- oder Schwefelsäure auf die Proben gießen und beobachten, ob ein brausendes Geräusch entstehe. Ein solches sei ein Beweis für das Vorhandensein von Kalk. Derartige Erdgattungen dürften weder für Häfen noch für Ofenfliesen verwandt werden.

6. [:Der vielfache Ofen für Häfen mit etwa 150 Pfund Glas (17—28). Der Ofen müsse so angelegt sein, daß man unter dem Hafen nach Belieben Feuer machen könne. Um an Feuerung zu sparen, würden dicht nebeneinander gebaut ein Schmelzofen, ein Dörrofen für Weinstein, ein Senk- und ein Verkalkungsofen, sowie ein Ofen zum Vortrocknen der Holzscheite. Die vorhergehenden Versuche, deren Abschluß diese vielfache Ofenlage bilde, würden an dieser Stelle nicht wiedergegeben. Für den Schmelzofen diene die Zeichnung ii Grundriß, iii senkrechter Längsschnitt und iv senkrechter Querschnitt[1]):]

7. Versuche zur Ermittlung des besten Glassatzes (28—31). Sie umfaßten alle schmelzbaren Erdarten, alle Gattungen von Metallkalk, alkalisches Salz aller Art, soweit sie ihm bekannt wären; die Verhältniszahlen der Mischung und die verschiedensten Hitzegrade wären erprobt worden. Treibe man die Hitze zu hoch, so erhalte man leicht ein blasiges Glas mit unerwünschten Farben. Wolle man farbiges Glas haben, so erhalte man das durch Beigabe von Metallkalk verschiedener Art. Glas niedriger Brechung werde in allen Glashütten hergestellt, Glas von hoher Brechung nur in einer einzigen [?] Hütte in England. Gleichartige Stücke davon mit 8 cm Durchmesser seien selten. Je nach der Menge des zugesetzten Bleikalks steige die Brechung des Glases. Am besten finde er die Mischung 100 Pfund weißen Sandes (40 %), 120 Pfund Mennig (48 %) und 30 Pfund reinen Alkalis (12 %).

8. Der erste große Schmelzofen (32). Lichte Höhe des Ofens $1\,^1/_2$ m; die von oben eingebrachten Häfen würden mit einem Deckel versehen und unter eine Schicht Sand von 24 cm Dicke gebracht. Eine Klafter $= 3\,^3/_4$ m³ Holz genüge für eine Schmelze; geheizt würde an fünf Tagen und zwei Nächten.

9. Die Abstützung von Häfen für hochbrechendes Glas (32/3). Der Glashafen würde in einen Außenhafen gesetzt und im innern Zwischenraum würden noch Stützen — etwa Versteifungsrippen — angebracht (etwa Fig. v, S. 131, bei *g g* und darüber).

10. Der große Versuch im großen Ofen (33—39). Fragen:

Was folge aus einem stärkeren Zusatz von Schmelzmitteln?

Wie müsse dabei die Hitze beschaffen sein?

Werde das Glas in einem größeren Hafen besser?

1. Ausführung; großer Hafen I und kleiner Hafen 1 mit einem bestimmten Glassatz, ein zweiter kleiner Hafen 2 und ein dritter 3 mit immer gesteigertem, ein vierter 4 mit vermindertem Alkalisatz.

[1]) Die Beschreibung der Öfen ist in der Unterschrift der Figuren gegeben.

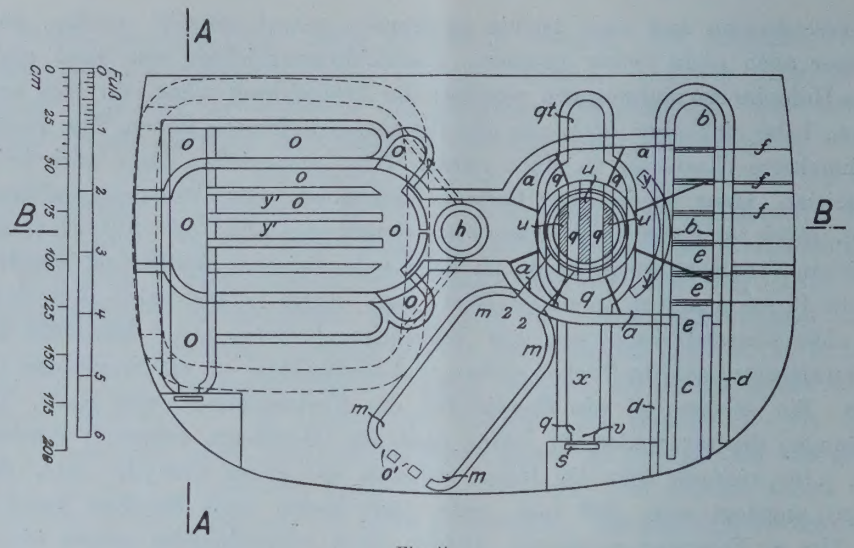


Fig. ii.

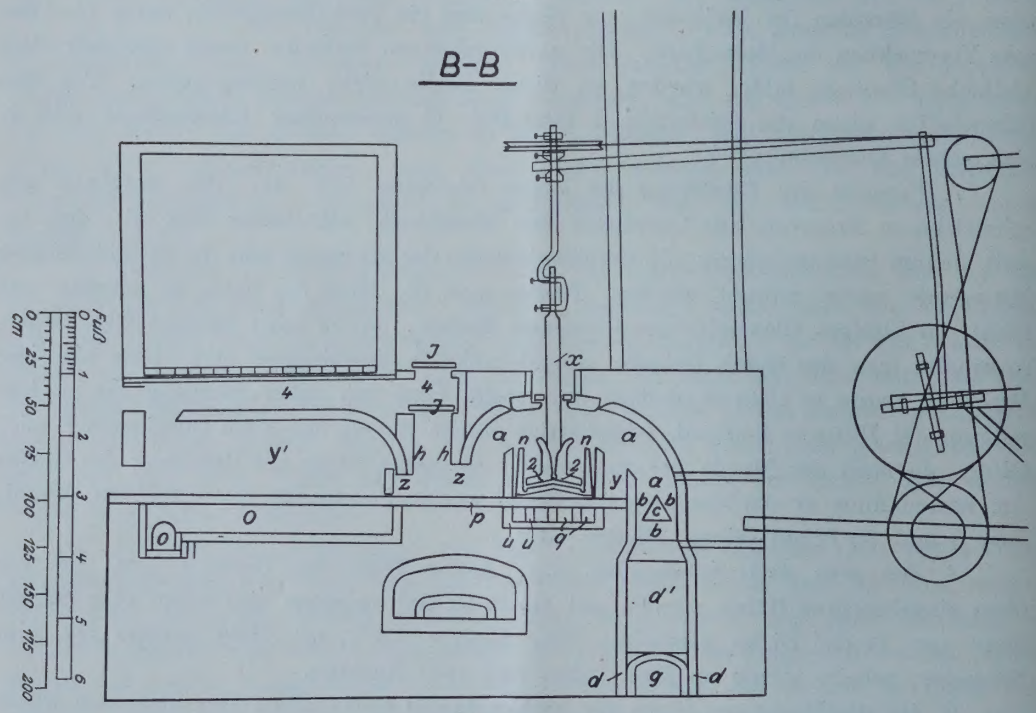


Fig. iii.

Fig. ii, iii und iv. (ii Grundriß — gegen Guinands Muster wurde Fig. ii um 180° gedreht; iii Längsschnitt entsprechend $B-B$ auf ii; iv Querschnitt entsprechend $A-A$ auf ii). Vielfacher Ofen.

$a\,a$	Ofengewölbe für den Schmelzofen	ii u. iii.	
$b\,b$	Feuerstelle für die Holzscheite	" "	
$c\,c$	Einschub für die Holzscheite	" "	
$d\,d$	Wandung	" "	
d'	tiefer Aschenkasten	"	
$e\,e$	Öffnungen in der Heizfläche	"	
$f\,f$	Eisenstäbe	"	
g	Luftloch	"	
$h\,h$	Abzug	"	
$J\,J$	Deckel dafür	" "	
$m\,m$	Aus- und Eingang am Fritt- und Verkalkungsofen	"	
$n\,n$	oberer Hafenrand und dahin führender Kanal	"	
$2\,2$	Grundriß des Kanals	"	
$o'\,o'$	zugehörige Heizlöcher	ii.	
p	Heizfläche des Schmelzofens	iii.	
$q\,q$	Lichte Weite der Heizkanäle	" "	
$q_t\,q_t$	Abzug	"	
v	Heizloch dafür	"	
s	Eisenbereifter Deckel	"	
u	Zwischenwände	"	
x	Feuerstelle für die Holzscheite	" "	
$y\,y$	Kreismauern aus gutem Hafenton	"	
$y'\,y'$	Ofen für die Formen mit ihren Glasstücken	" "	
$o\,o$	Luftführung dazu	" "	iv.
$z\,z$	Verbindungsgang zum Schmelzofen	" "	

Hauptsächlich [:20—28:] auch (84, 125).

Die Darstellung iii ist ebenfalls schon 1924 von Hrn. R. Swinne veröffentlicht worden. In dem hier mit y' bezeichneten Raume befand sich damals eine handschriftliche Bemerkung P. L. Guinands, wonach dieser Ofen nach Norden geöffnet sei. Auch das habe ich erst durch Herrn Prof. Bühlers freundliche Hilfe verstanden.

Ergebnis I und 1 gut geschmolzen, aber fadenreich; 2 und 3 noch fadenreicher, 4 nur zusammengesintert, trübe.

2. Ausführung; wie vorher, aber 4 noch alkalireicher als 3; Hitze um ein Viertel geringer.

Ergebnis I und 1 blasig in den oberen zwei Dritteln, 2, 3, 4 weniger blasig.

Folgerungen: Man müsse durchaus stark und auch länger feuern, als zum Durchschmelzen nötig sei: jedenfalls müsse man aber einen hohen Hitzegrad erreichen und ihn lange unterhalten, um die Bläschen im Glase zu vermeiden. Die Blasen stammten wohl mehr vom Sand als von Alkali und Mennig her.

11. Die Gründe für die Schlierigkeit (39—44). In beiden Schmelzen hätten sich viele Schlieren befunden wie auf Zeichnung i. Grund wohl die Zutaten verschiedenen Gewichts. Denn nur Sand und Alkali ergäben ein weniger schlieriges, aber auch ein niedrig brechendes Glas. Setze man, um die Brechung zu erhöhen, Mennig zu, so gehe es wie auf Zeichnung i. S. Nr. 1. Diese Fäden erkenne man nur durch die Verschiedenheit der Brechung von der Hauptmasse, die absinkenden brächen stärker, die aufsteigenden schwächer, und diese erschienen wie hohle Röhren. Das Anfressen der Häfen s. auch in Nr. 2, sowie die Rolle der Sandteilchen in Nr. 4. Die Sandkörnchen stiegen nicht senkrecht auf.

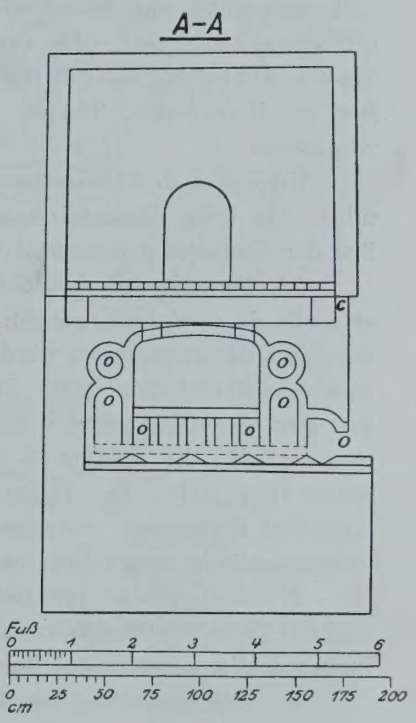


Fig. iv.

12. Die Notwendigkeit starken Feuers für bläschenfreies Glas (45). Die hierfür nötige Versuchsschmelze sei nur mit dem großen Hafen angestellt worden. Nach der Verflüssigung wäre ein Deckel auf den Hafen gebracht und mit Sand abgeschlossen worden. 12 Stunden lang sei so stark wie möglich zu feuern, dann 6 Stunden mit etwas schwächerem Feuer. Die Zersägung des Glasblocks habe keine absteigenden, wohl aber aufsteigende Fäden gezeigt, sonst sei das Glas klar und blasenfrei, aber voller Schlieren gewesen.

13. Die verschiedenen Rührverfahren (46 ohne Einschaltung II, 47). Er rühre seit dem Sommer 1798 (48). Rührte zunächst mit einem Eisenhaken: braungelbes Glas; bekleidete das Eisen mit Hafenton, was nicht gehalten habe; durch die Lücken komme das Glas mit dem Eisen in Berührung und werde auch gelb. Rührer mit tonumgebenen Haken, mit Windmühlenflügeln, wie Wasserschrauben, wie Butterstößer seien erprobt worden, aber immer seien noch Schlieren zu erkennen gewesen.

Eine lange Zeit sei er bei dem butterstößerartigen Rührer geblieben (auf Fig. iii, v, xi dargestellt), bis er 1805 zu dem heute üblichen einfachen Rührer, Fig. xiv, übergegangen sei.

14. Das Verfahren, die Schlieren zu erkennen (47—49). Man schleife an das zu untersuchende Glasstück schwache Sammelflächen an, so daß eine Sammellinse von 3 bis $3^1/_2$ m Brennweite entstehe. Eine in der Achse angebrachte Kerzenflamme werde hinter der Linse abgebildet; man bringe das Auge in das Flammenbild und sehe dann bei kleinen Seitenbewegungen alle Schlieren. Er habe dieses Verfahren im Sommer 1798 in Paris kennengelernt und damit die Mängel auch seiner früher als

gut befundenen Stücke festgestellt. Daraufhin sei er zum Durchrühren der Glasmasse übergegangen.

Bei kleinen Fernrohren brauche diese Probe nicht erfüllt zu werden. Bei solchen von 11 bis $13^1/_2$ cm müßte das eigentlich der Fall sein, doch sei ihm das bis jetzt [1800?] nur mit einem einzigen Stück von 8 cm Durchmesser gelungen. Etwa $^2/_3$ des Glasflusses könne zu gewöhnlichen, farbenfreien Objektiven verwandt werden.

15. Versuche, mittels verschiedener Rührer und verschiedener Hitzegrade zu klarem Glas zu kommen (50—52). Es sei schneller und langsamer gerührt worden mit ziemlich gleichem Ergebnis, doch dürfe man zur Vermeidung der Schlierigkeit nicht zu langsam rühren. Rühre man bei geringer Hitze etwas schnell, so werde das Glas halbdurchsichtig und müsse wieder erhitzt werden, wenn es klar werden solle. Umschmelzen könne man Glas zwar 12 bis 15 mal, doch werde es dabei immer gelber. Rasche Abkühlung sei gut für die Durchsichtigkeit. Meistens finde sich metallisches Blei am Hafenboden, deshalb habe er (nach 4a) eine besondere Anlage der Häfen vorgesehen.

Umgießen der Glasmasse in einen neuen Hafen (53/4) habe nicht zum Ziel geführt. Da beim Zerschlagen des Glasblocks viel Glas verlorengegangen sei, so sei ihm der Gedanke gekommen, das durchgerührte Glas in Scheiben zu gießen.

16. Versuche mit dem Scheibenguß (54/5). Beginn mit dem Scheibenguß 1792; er hätte da zwei Öfen gehabt, einen zum Schmelzen, einen zum Rühren, aus diesem sei das Glas ausgegossen worden. — Zunächst erfolgte der Guß aus einem Auslaß nahe dem Hafenboden; mehr als 100 Menschen hätten zugesehen; das Glas sei schlierig gewesen: Scheibenausmaße $65 \times 65 \times 2{,}7$ cm^3. Gewicht 90 Pfund. (Spez. Gewicht etwa $= 3{,}86$.) Er richtete es nun so ein, daß die Spiegelform seitlich vom Hafen im selben Ofen stehe. Der Hafen werde geleert, indem man einen Tonblock mit einer seitlichen Rinne, um das Glas aufsteigen zu lassen, in den Hafen senke. Glas sei wieder schlierig ausgefallen, und er habe das Glasgießen [zunächst] aufgegeben.

17. Senkversuche von kleinen und großen Glasstücken (56/7). Er schneide die äußeren Teile des Glasblocks mit einer Eisenscheibe und Sand weg, so daß er einigermaßen schlierenfreies Glas übrig behalte.

18. Die Herstellung von Scheibenformen (57/8). Der Senkofen werde neben dem Schmelzofen gebaut und mit ihm zugleich geheizt; die Scheibenformen seien flach, aus Hafenton mit einer $^1/_2$ cm starken Sandschicht; sie würden im Schmelzofen bei größter Hitze gebrannt; dann lasse man ihn erkalten, schiebe die Form in den Senkofen und setze den zurechtgeschnittenen Glasblock mitten in die Form.

19. Das Glas nach dem Senken; die richtige Art zu senken (58—60). Er heize den Ofen langsam an, bis sich der Block auf dem Boden der Form ausgebreitet habe, und ließe alles kalt werden, doch wäre das Glas porzellanartig gewesen. Stärkeres Heizen habe es wieder klar gemacht, aber zugleich blasig, denn es wäre längere Zeit zu heiß geworden. Nunmehr würden Stücke von 5 bis 8 Pfund in ausreichend großen Senkformen im Senkofen langsam angeheizt, bis sie die Formen füllten, kämen dann für 12 bis 15 Minuten in einen ganz stark erhitzten Schmelzofen und schließlich in einen Kühlofen zu langsamer Erkaltung. Das Glas sei dann sehr durchsichtig und bläschenfrei gewesen, weil es nicht lange genug unter großer Hitze mit dem Sande in Berührung gewesen wäre.

20. Der 1795 erbaute, noch am 26. Dezember 1800 in seinem Hause stehende Ofen (60/1). Beschreibung und Zeichnung auf Zeichnung iii. Erbaut sei er worden in der Hoffnung, schlierenfreies Glas zu liefern; das wäre aber nicht gelungen, denn

das Glas greife den Hafenboden auch bei schwacher Erhitzung an, wofür Versuche vorlägen.

21. Die Ergebnisse von 15 Schmelzen in diesem Ofen (62—65). Die Schmelzen wären mit ganz verschiedenen Hitzegraden gemacht worden: Glas ziemlich klar, aber sehr blasenreich; der Ofen gäbe nicht die genügende Hitze. Beim neuen Schmelzen würde das Glas immer dunkler gelb (s. auch 15). Er habe sich nunmehr entschlossen, die erweichte Glasmasse eine Strecke, etwa 19 bis 22 cm, durchlaufen zu lassen. Gießgerät in Form einer Wippe. Nach Zeichnung vi und vii. Ließe man das gegossene Glas sich langsam abkühlen, so ergäbe es sich als ganz rein (gelegentlich allerdings auch gallertig und wellig).

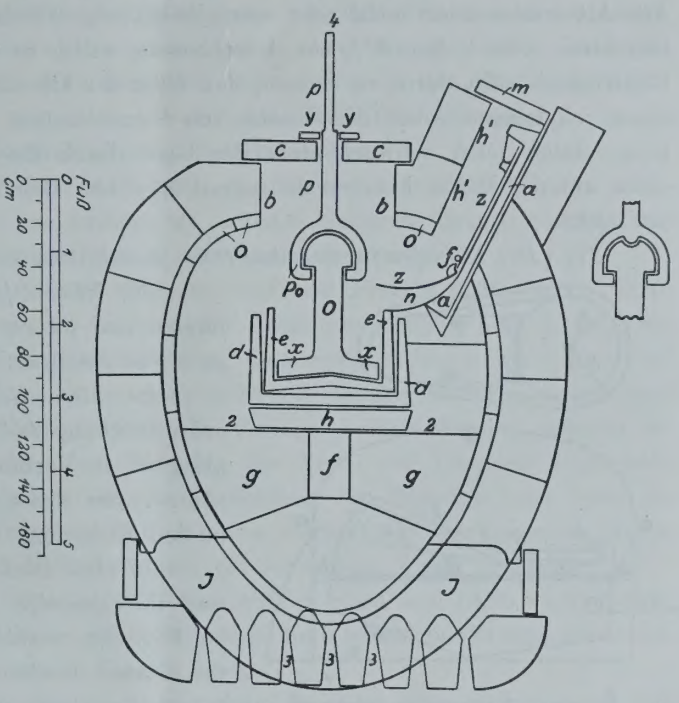


Fig. v. Schwenkbarer Schmelzofen mit Rührwerk.

a a	Gießform.	*h'*	Ausgußöffnung im Ofen.
b b	obere Ofenöffnung.	*m*	Deckel dafür.
c c	Eisendeckel.	*n*	Kanal für die auszugießende Glasmasse.
d d	Außenhafen mit einer Versteifungsrippe rechts.	*o o*	Innenfliesen.
e e	Innenhafen.	*p p*	festklemm- u. lösbarer Eisenstab in Tonumkleidung.
f f	Zylindrisches Tonstück.	$p_o p_o$	Klemmhaken. (Rechts daneben eine nachträglich aufgegebene Form d. Rührerstempels.)
f_o	Ring am Formdeckel.	*y y*	engerer Abschlußdeckel.
g g	Versteifungsrippen.		
h	Tonplatte als Unterlage für den Außenhafen.		
J J	untere Ofenöffnungen.		
3 3	Aschen- und Luftlöcher.		

Hauptsächlich (46 Einschaltung II und 66 ff., 76, 103).

22. Der schwenkbare Ofen (65—68) zum Gießen des Glases. Da es aber immer noch blasig gewesen sei, so habe er einen neuen Ofen gebaut (Zeichnung v), der sich um eine Achse drehen ließe, so daß das Glas aus dem Hafen in eine im Ofen befindliche Form habe fließen können.

23. Die Anlage des Rührwerks (69—70). Butterstößerartiger Rührer in Form eines umgekehrten Pilzes drehe sich 5 bis 6 mal um seine Achse, während er sich einmal hebe oder senke. Ofen aus Fliesen oder aus Hafenton, außen Ziegelerde.

24. Das richtige Schmelzen und Gießen des Glases (71—76). Er heize den Ofen langsam an, bis er ihn nach 48 Stunden auf die höchste Glut gebracht habe, den Glassatz werfe er alle 12 bis 15 Minuten in Gaben von 3 bis 5 Pfund hinein, so daß sich diese kleinen Gaben immer gleich verflüssigten. Der hohe Hitzegrad werde 5 bis 8 Stunden beibehalten. Von Zeit zu Zeit sei zu rühren, auch wenn man die Hitze vermindere, obwohl es dann schwerer gehe. Sei das Durchrühren geendet, so bringe man den Rührer auf den Hafenboden und gieße das Glas schnell in die Form hinein (auch Fig. viii), die dann sofort in den Kühlofen kommen müsse. Man könne dann den frei gewordenen Ofen mit einer zweiten Schmelze beschicken usf.

25. Die Gestalt der Scheibenformen[1]) *(76—76o).* In dem gegossenen Glas seien

[1]) Das steht nicht mehr in der endgültigen Fassung.

immer viele Fäden, so daß man besser tue, aus dem zersägten Glasblock die besten Stücke herauszusuchen. Jedenfalls solle das Glas nach dem Ausgießen eine kleine Strecke weit rinnen. S. auch Nr. 21.

26. Die Herstellung schwachbrechenden Glases (76o—79 und Einschaltung III). Alle Arten Glas seien mehr oder weniger blättrig [Flächenschlieren]; das sei aber für Objektive von 4 bis $4\,^1/_2$ cm Durchmesser nicht so schlimm. Der Grund für die Blättrigkeit wäre darin zu suchen, daß Glas der Oberfläche in das Innere der Glasmasse eindringe. Auch der Zusatz von Schmelzsalzen führe zur Schlierigkeit; man müsse daher auch schwachbrechendes Glas durchrühren. Die Feuerung müsse dabei einen um die Hälfte höheren Hitzegrad ergeben. Beim Senken zerspringe diese Glasart leicht.

27. [:*Der Kühlofen für Scheiben (80).* Sechs Öfen in zwei Reihen (Zeichnung xiii).:]

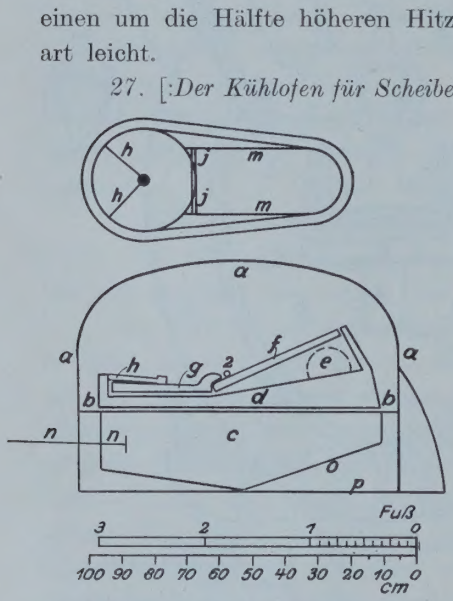


Fig. vi. Wippe zum Senken brauchbarer Glasstücke in Platten.

a a	Ofenwölbung von ii und iii.
b b	Standfläche für die Plattenform.
c	Wippe.
d	Plattenform.
e	Glasstück zum Senken.
f	Deckel für das Glasstück (auch oben rechts im Grundriß).
2	Ring zum Anheben.
g	Deckel für die zu gewinnende kreisrunde Platte (auch oben links im Grundriß).
h	Widerlager (auch oben im Grundriß).
j	(im Grundriß gelenkte Verbindung beider Deckel).
m m	s. unter *f*.
n n	eiserner Griff zur Betätigung der Wippe.
o	Grundfläche der Wippe beim Erweichen von *e*.
p	Heizfläche des Ofens von iii.

Hauptsächlich (52, auch 85 ff.).

28. [:*Der Ofen zum Brennen der Scheibenformen und Rührer (80—84).* Zeichnung xii mit zwei Feuerstollen.:]

29. Der Senkofen für gute Stücke Glas hoher Brechung (84—91). Die Wippe (auf Zeichnung vi) in Verbindung mit den Zeichnungen ii, iii, iv. Sei das Glas ausgelaufen, so komme es in den Kühlofen.

30. Die Deckel auf dem zu senkenden Glase und ihre günstige Wirkung auf die Klarheit (91 bis 96). Sie verhinderten, daß sich die Schichten des Glases durcheinanderschöben. Jeder Rührer müsse das Glas schlierig machen, auch wenn er selber nicht angegriffen würde. Die verschiedenen Glasschichten zeigten einen verschiedenen Hitzegrad an. [:Man müsse zwar schnell, dürfe aber nicht zu schnell ausgießen, dadurch könne das Glas auch blättrig werden; sei der Hitzegrad zu gering, so werde es milchig.:] Die richtige Behandlung müsse der Arbeiter im Gefühl haben.

31. Das Verfahren der Glaskühlung (96—99). Die Glasscheiben in ihren Formen müßten rasch

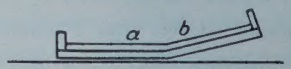


Fig. vii. Kleine Wippe zum Senken von Platten. S. S. (64).

in den Kühlofen, damit sie nicht blasig würden (Zeichnung xiii). Sie sollten nur noch braunrot glühen, wenn man das Glas einschiebe, anfänglich wären sie zu überheizen. Um eine möglichst gleichmäßige Abkühlung des ganzen Ofens zu erreichen, müsse der Schmelzer ein nicht zu großes Loch im Ofengewölbe vorsehen. Kühle sich der Ofen ungleichmäßig ab, so sprängen die Scheiben.

32. Das Einschieben der Formen in den Schmelzofen (100—102). Die Heizfläche werde mit weißem Sande bestreut, so daß man die Formen leicht darauf verschieben könne. Stehe die Form an ihrem Ort, so sei sie ganz in Sand zu betten. Die Gießrinne dürfe sie nur eben am oberen Rande berühren, damit das Glas nicht sie beide

zusammenklebe. Wolle man die Form herausziehen, so bediene man sich zuerst eiserner Haken, dann passender Eisenreifen. Damit schiebe man die Formen auch in den Kühlofen, ebenso wie man damit die leeren Formen aus dem Vorwärmofen nehme.

33. Das Rühren des Glases niedriger Brechung (102—104). Sei das Glas geschmolzen, so werde es bei schärfstem Feuer zwei bis drei Stunden durchgerührt, dann gehe man mit der Befeuerung herunter, lasse es zwei Stunden dabei, ziehe den Rührer heraus und sorge dafür, daß nichts von ihm zurück in den Glashafen tropfe. Alsdann gieße man das Glas wie in Nr. 29 beschrieben. [Die Abänderungen gegen die dortige Beschreibung sind auf Zeichnung vi zu verfolgen.]

34. Die Herstellung der Deckel (104—106). Sie seien in der Mitte ziemlich dünn und am Rande um $^2/_3$ stärker zu halten; sie würden dadurch einmal leichter, und ferner sei jene Form der Wärmeausdehnung am besten angepaßt.

35. Die Anfertigung von Formen aller Art und von Deckeln (106—109). Dazu bedürfe es hölzerner Hohlformen, in die man den Lehm hineindrücke: der Lehm aber dürfe nur zwischengebrachte Leinwand berühren. Der eingebrachte Lehm müsse fünf bis sechs Stunden in der Holzform unter starkem Druck stehen. Den Ton könne man von Lengnau oder Morteau nehmen. Seien die Formen halbtrocken, so würden sie im Innern mit Sand ausgekleidet, dem man $^1/_{10}$ des Tons von Lengnau zugemischt habe. Diese Sandschicht verhindere einmal die Bildung von Bläschen und lasse das Glas leicht aus der Form entfernen, so daß man eine solche mehrmals benutzen könne. Das Brennen von Formen und Deckeln müsse bei schärfstem Feuer geschehen.

36. Die Gestalt aller Senkformen (109). Sie müßten rund sein (Abb. vi und viii), denn einmal verlange der Abnehmer runde Scheiben, und ferner ließen sich die Eisenreifen von Nr. 32 leichter um runde Formen legen.

37. Die guten Stücke in den gegossenen Scheiben (110). Sie wären, wenn die Scheiben poliert seien, leichter zu erkennen und mit Eisenscheiben und Sand herauszuschneiden. Nachher könne man sie senken.

Fig. viii. Plattenform mit gerundeten Ecken zum Senken. *a a* Widerlager. S. S. (76, 104, 109, 112).

38. Das Senken von Stücken des Glasblocks (110—112). Entweder zerschlage man den Glasblock mit einem Steinmeißel, oder man säge ihn oben und unten, sowie an den Seiten frei, poliere die Stirnflächen an und setze die Säge dann nach dem Augenschein an. Es seien 30 bis 40 Stunden nötig, um einen Glasblock von $^1/_3$ m Durchmesser mit einer Metallscheibe und Sand durchzusägen.

39. Die Scheibengrößen beim Gießverfahren (112—113). Die Scheiben würden um so größer, je geringer ihre Dicke gewählt würde, doch könne der Ofen keine Scheiben über $^1/_2$ m Durchmesser aufnehmen; den Hafeninhalt dürfe man nicht ganz ausgießen, da der Rest immer besonders fadenreich sei. Ganz dünne Scheiben seien durch Sägen herzustellen.

40. Die Herstellung von Häfen usw. und den Holzformen dazu (113—119). Ton aus Lengnau oder aus Plentsch[1]) sei zu schlemmen und durch ein Sieb zu schicken. Holzformen für Hafen ix nach Abb. x würden aus Dauben zusammengesetzt mit Gegenlagern und Haltevorrichtungen. Der Ton (s. Nr. 35) müsse durch Leinensäcke vor der Berührung mit dem Holz gesichert werden. Sei die Form gut gefüllt, so müsse sie unter starken Druck gesetzt werden, damit der Hafen dicht werde. Sei der Hafen aus der Form herausgenommen, so werde die kleine verdeckte Rinne bei

[1]) Wieder nach freundlicher Auskunft von Herrn Prof. Kaufmann; Guinand meint wohl Plagne (deutsch wie oben) im Berner Jura, Kanton Bern, Amtsbezirk Courtelary.

o ausgeführt, und Löcher würden in ihre Decke gemacht. Die Häfen seien langsam in einem schattigen Zimmer zu trocknen.

41. Die Herstellung der Rührerformen und der Rührer (119—121). Rührerform der Hafenform entsprechend gebaut (Fig. xi), Leinensack als Zwischenlage zwischen Ton und Holz ebenfalls notwendig. Auch das Trocknen müsse langsam im Schatten, wie dort, erfolgen.

42. Der für alle Öfen brauchbare Lehm (121—123). Der Lehm dürfe, im Feuer rotgeglüht, nicht kalkig werden. Schwer schmelzbarer Ton aus Goudebat gegen Les Pargots[1]). Verwende man ihn für die Schmelzöfen, so müsse man diese innen mit Fliesen aus Hafenton auslegen.

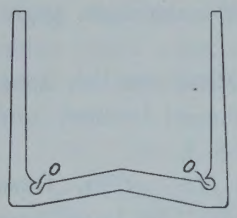


Fig. ix. Verbesserte Hafenform mit hochgelegter Bodenmitte.
o o im wesentlichen verdeckte Rinne um den Rand des Hafenbodens zur Aufnahme metallischen Bleis. S. S. (52).
Bei Fig. iii, wo diese Hafenform vorkommt, hatte Herr R. Swinne schon auf das Abfallen des Bodens hingewiesen.

43. Die Herstellung von fixem Alkali ohne Färbungswirkung für das Glas. Erstes Verfahren (123—128). Man nehme 100 Pfund bester Pottasche (die beste zerfließe schnell an freier Luft), tue sie in ein gutes Tongefäß zusammen mit der gleichen Gewichtsmenge klaren Wassers und koche bis zum Zergehen der Pottasche. Bilde sich auf dem nicht mehr kochenden Wasser eine Haut, so lasse man alles abkühlen, damit sich die Asche und alle dem fixen Alkali fremden Stoffe absetzten. Die Salze kristallisierten an den Gefäßwänden aus. Man habe die Flüssigkeit abzugießen und durch dreifache Fließpapier-Schichten zu schicken. In einem reinen Tontopf sei es zu kochen bis zum Hartwerden; es bilde sich ein Kuchen Alkali am Boden. Den Topf tauche man so lange ins Wasser, bis sich der Kuchen innen ablöse. Dann werde er im Dörrofen (Fig. ii, iii) in Rotglut

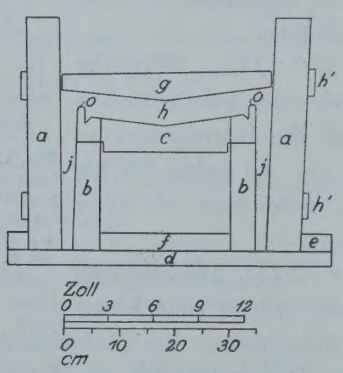


Fig. x. Holzform für die vervollkommneten Häfen.
a a eigentlicher aus Dauben zusammengefügter Körper.
b b Innenteil aus Dauben.
c Innenteil zur Formung des abschüssigen Hafenbodens.
d Grundbohle.
e hölzerner Ausrichterahmen.
f innerer Holzboden in Kreisform.
g innerer Holzdeckel zur Formung des äußeren Hafenbodens.
h Hafenboden.
h' h' Eisenreifen um den äußeren Daubenkörper.
j Hafenwandung.
o o Holzvorsprung an *c* zur Anlage der Rinnen von Fig. ix. S. S. (115).

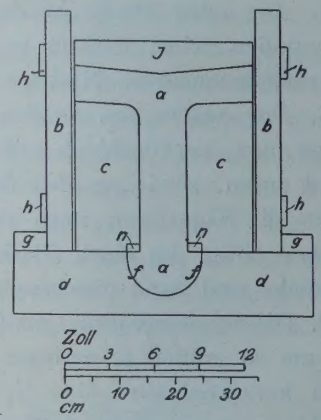


Fig. xi. Holzform für einen pilzförmigen Rührer.
a a Rührer der letzten Form (s. Fig. v).
b b eigentlicher aus Dauben zusammengefügter Körper.
c c vierteiliger Hohlzylinder aus Holz.
d d Grundbohle.
f a f in *d d* gearbeitete Einsenkung.
n n Haken (zum Fassen der Klemmhaken p_0 von Fig. v).
g g hölzerner Ausrichterahmen.
h h Eisenreifen um den äußeren Daubenkörper.
J innerer Holzdeckel zur Formung der einspringenden Unterfläche des Rührers *a a*. S. S. (119).
Die eigenartige Form dieser auch auf Fig. iii vorkommenden Rührer ist ebenfalls Hrn. R. Swinne aufgefallen.

[1]) Alles nach der freundlichen Auskunft von Herrn Prof. *H. Bühler:* les Pargots liegt schon in Frankreich; bei Goudebat handelt es sich um eine feuchte Wiese nahe der Mündung des Bachs (bied) von Le Locle in den Doubs.

geglüht. Damit verbrenne der etwa in das Alkali gelangte Ruß, der sonst das Glas gelb färben würde. Nach dem Ausglühen sei abzukühlen und klein zu stoßen, dann gleich mit dem Glassatz zu mischen, aber nur in tönernen, gläsernen oder fichtenen Behältern aufzubewahren, denn kupferne gäben dem Glas eine grüne, eiserne eine rote, eichene eine tiefbraune Farbe. Da Metallspuren aus dem Alkali kaum zu entfernen seien, so sollte man metallische Werkzeuge beim Hantieren mit Alkali vermeiden.

44. Zweites Verfahren (129—131). Vier Zentner Weinstein würden in den *y'y'*-Ofen (von Zeichnung ii, iii) gebracht und zunächst in hoher, weißlichgrauer Glut geglüht, dann in 100 Pfund klaren Wassers durch Kochen aufgelöst. Dann sei abzukühlen und zu filtern wie oben. Man sollte so lange einkochen, bis ein auf eine kalte Eisenplatte gesprengter Tropfen halbrund und einigermaßen starr werde. In diesem Zustand mische man das fixe Alkali mit dem Glassatz und bringe die Mischung in den Schmelzofen oder in die Vorratsgefäße.

45. Hochbrechendes Glas im Hafen erkaltend (132—136). Man gehe von dem Zustand von Nr. 24 aus. Wenn man zum letzten Male durchgerührt habe, so stelle man den Rührer hoch (er bleibe nur zur Hälfte in der Glasmasse) und rühre so 20 Minuten lang. Dann solle man den Rührer herausnehmen [:die Oberfläche mit Sand bedecken:], dann langsam abkühlen lassen, damit der Glasblock nicht springe: bei dieser Art der Abkühlung werde er leicht trübe, bei neuem Erweichen aber wieder klar.

46. Der Grund für das Klarbleiben bei der Abkühlung im Schmelzofen (137—139). Endgültiger Grund, weil die Hitze bei richtig geleiteter Abkühlung nicht wieder ansteige [:weil man Sand auf die Oberfläche werfe, wenn man den Rührer entfernt habe:]. Der erkaltete Glasblock solle zersägt werden.

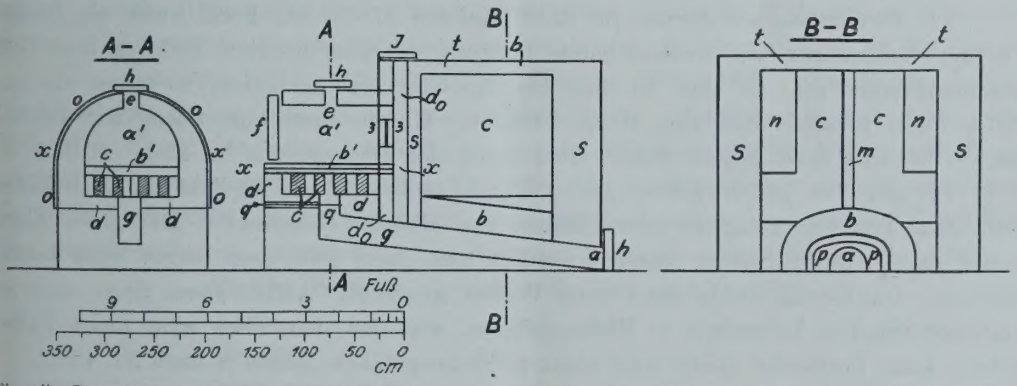


Fig. xii. Doppelofen zum Brennen der Formen links und zum Holztrocknen (Dörren) rechts. In der Mitte der senkrechte Längsschnitt, links und rechts Querschnitte bei $A-A$ und $B-B$.

$a\,g$ innerer Heizstollen.
$a'\,a'$ das Innere des Brennofens.
$b\,b$ äußerer, $a\,g$ umfassender Heizstollen.
$b'\,b'$ Heizboden im Brennofen.
$c\,c$ Pfeiler dafür.
$d\,d$ unterer, die Pfeiler tragender Boden.
d_0 Rauchabzug für den Dörrofen.
e Rauchabzug für den Brennofen.
$3\,3$ Öffnung zum Einlaß der Flamme in den Brennofen.
f Verschluß der Einführungsöffnung des Brennofens.
$g\,g$ Ende des inneren Heizstollens, wohin die Flammen schlagen.
$h\,h$ Deckel für den Einlaß und Abzug des Brennofens.
J Deckel für den Abzug des Dörrofens.
m Trennungsmauer aus Ziegeln im Dörrofen.
$n\,n$ Eisentüren der Hälften des Dörrofens.
$o\,o$ Eisenreifen um den Brennofen.
$q\,q$ eiserner, in Nuten laufender Verschlußschieber für das Ende von $g\,g$.
$s\,s$ die vier Mauern des Dörrofens.
$t\,t$ die Decke des Dörrofens.
$x\,x$ Eisenstange an der Seite des Brennofens.

Hauptsächlich S. S. (81, 81, 101, 140).

47. Beschreibung eines neuen vielfachen Ofens (140—146). Ofen zum Brennen der Formen und Rührer nach Fig. xii. Daneben Trockenofen für Holz mit der gleichen Heizung.

48. Beschreibung eines Kühlofens für Formen und ausgelaufene Platten (147—149). Zeichnung xiii stelle sechs Kühlöfen zusammen dar in zwei Reihen übereinander. Vor den Reihen seien (in der Zeichnung am rechten Rande angedeutete) Absätze zum Tragen der Deckel. Verschlüsse seien sehr einfach, da hier der Rauch nicht schade. Sollten Glasplatten darin gekühlt werden, so müsse rotbraune Glut herrschen.

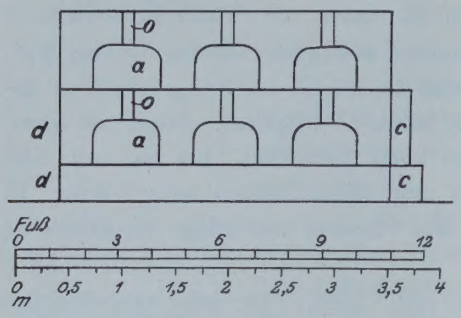


Fig. xiii. Sechsteiliger Brennofen für Deckel und Formen.
a a Innenräume der Öfen.
c c Andeutung, vorspringender, an der ganzen Breite der Anlage bis *d d* entlang laufender Absätze zum Ablegen der Deckel für die Ofenabzüge.
d d s. unter *c c*.
o o Abzüge der Öfen.
Hauptsächlich S. (80, 147).

49. Öfen mit und ohne Schornstein. Gründe für die Mängel des alten vielfachen Ofens (151 bis 154). In dem Ofen (auf Zeichnung ii, iii) sei der Zug zu stark gewesen, und wenn man den oberen Auslaß verschlossen hätte, so wäre nicht Zug genug dagewesen. Das Ofeninnere wäre auch nicht hoch genug. Größere Öfen verlangten mehr Heizung, gäben aber auch eine größere Hitze. Im Heizgewölbe eines Ofens dürfe nicht zu viel Raum sein, sondern die Gewölbewände müßten von den abbrennenden Scheiten stark erhitzt werden.

50. Gründe für die Entstehung von Blasen im Glase und ihre Vermeidung (155—156). Sie kämen aus dem Satz und aus dem Hafenton, der von der Glasmasse verflüssigt werde. Daher sollte man die Häfen aus dem guten Ton von Le Fuet machen. Sehr große Hitze lasse die Blasen aufsteigen und austreten, darum müsse man das Glas drei bis vier Stunden oder noch länger bei schärfstem Feuer lassen.

51. Vorbereitung der Formen für das Glasgießen (157). Die Form werde am Boden vor dem Vorbrennen mit weißem Sande bedeckt, der zum größten Teil vor dem Guß herauszukratzen sei. (S. aber Nr. 35). Sei das Glas hineingelaufen, so müsse die gefüllte Form in den Ofen zum Wiederbrennen. Wende man eine Form mit Deckel an, so brauche man keinen Sand. (Bedienung des Deckels s. a. Nr. 29.)

52. Der Ton für die Häfen (158—161). Am besten aus Le Fuet im Dachsfelder Tal, auch Ton von Lengnau oder Grange, von Moutier Grandval[1]). Der grobe Sand müsse daraus durch Sieben entfernt werden, und dann solle man feinen Sand hinzumischen. Das Ganze werde dann unter Wasser gemischt. Aufbewahren dürfe man so vorbereiteten Ton keinesfalls in Eichengefäßen, weil das dem Glas eine blaue Farbe gebe. Auch Pottasche dürfe man nicht in Eichengefäßen halten (s. auch Nr. 43).

53. Vier Frühjahrsschmelzen von 1805 (163—169). Glasblöcke zu zerschlagen, gute Stücke dann in Formen laufen zu lassen; hinsichtlich der Fäden sei dies Verfahren aber bedenklich. Von Pottasche gebe es zwei verschiedene Arten, deren eine dazu neige, das Glas milchig werden zu lassen. Zwei Schmelzen würden mit dem vereinfachten [heutigen] Rührer (Fig. xiv) durchgearbeitet; Ergebnis sehr befriedigend. Die neuen Rührer seien den alten pilzförmigen vorzuziehen. Die Pottasche sei noch nicht vollkommen gereinigt gewesen; es hätten sich noch Blasen und in ihrem Gefolge feine Fäden gefunden.

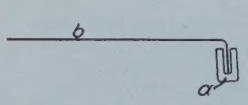


Fig. xiv. Kolbenrührer.
a Tonzylinder.
b Eisenstab von 7 Fuß [= 2¼ m] Länge.
S. S. (165).

[1]) Wieder nach freundlicher Auskunft von Herrn Prof. Kaufmann. Wohl ein altes Kloster im Kanton Bern, Amtsbezirk Moutier, deutsch Münster.

54. Erste Sommerschmelze vom 20. VI. 1805 (169—171). Pilzförmiger Rührer ohne die früheren Löcher in dem Pilzhut. Glas ganz stark voll Fäden. Die Häfen sollten so porenfrei wie möglich sein, weil da Blasen entstünden. Es sei nicht gut, wenn dieser Rührer irgendwo anstoße, auch sollte man nicht bei allzu starker Hitze rühren. Die kolbenförmigen Rührer seien besser, weil sie an die Hafenwandung stießen. Auch an ihrer Oberfläche entstünden Fäden.

55. Zweite Sommerschmelze von Flint in der ersten Juliwoche [30. VI.— 6. VII.] 1805 (172—174). Mit dem Rührkolben durchgerührt, mehr als die Hälfte des Glases schlierenfrei; aber noch feine Bläschen. Sie kämen vom Ton. Man sollte Senkformen mit einer 5 mm starken Schicht aus dem Ton von Le Fuet auskleiden. Der Ofen sei sehr allmählich verschlossen worden. Schon beim Rühren habe er damit angefangen und immer Wandung und Boden mit dem Rührkolben berührt. Nur in den allerletzten Rührbewegungen habe er sich von den Hafenwänden freigehalten.

56. Dritte Sommerschmelze von Kron [Montag] den 22. Juli 1805 (175—179). Großer Hafen und vier kleine. Einer davon sei mißlungen (beschlagendes Glas), andern seien besser ausgefallen, hätten aber keinen genügenden Hitzegrad erhalten. Man sollte bei optischem Glas einen Deckel auf das Glas tun, um das Verdampfen der Schmelzmittel zu hindern und den Rauch nicht an das Glas kommen zu lassen. Noch andere [theoretische] Regeln. Man müßte zur Erzielung der nötigen Hitze einen Ofen von 1,6 m lichter Höhe bauen.

57. Kronglasschmelzen [ohne Rühren] (179—182). Ganz reine Bestandteile, wenn möglich ein Hafen aus einer Tonart, die ein Glas von gleicher Brechung ergeben würde. Der Satz sei sehr sorgfältig nach Vorschrift zu mischen und auf einmal in einen genügend großen Hafen zu geben. Deckel aus Hafenton sei auf den Hafen zu setzen. Größte Hitze sei lange Zeit hindurch zu geben. Gebe der Hafenton ein Glas von anderer Brechung, so werde das Glas leicht gallertig. Sicherer aber sei es, zu rühren.

58. Grundsätze für die Schmelzung von Kronglas (183—193). Zum Rühren müsse die Glasmasse flüssig sein, daher am liebsten leicht schmelzbaren und doch nicht färbenden Sand, der aber schwierig zu finden sei; auch Asche bestimmter Holzarten könne man hineintun, schließlich auch Mennig. Dadurch werde zwar die Brechung des Kronglases erhöht, aber man könne dann ein noch schwereres, schon gelbes Flintglas damit zusammen verwenden. Der Satz für Kronglas dieser Art sei demnach:

Weißer Sand .	Gewichtsteile	28,8	vom Hundert
Asche	„	14,4	„ „
Mennig	„	18,0	„ „
Pottasche . . .	„	38,8	„ „
Satz	„	100,0.	

Alles sei gut zusammenzumischen, in den ganz heißen Ofen einzufüllen, 18 Stunden lang stark zu feuern. Feuer zu stoppen, so durchzurühren, daß der Rührkolben bis auf die letzten Rührbewegungen immer die Wandung bestreiche. Nichts abtropfen lassen, wenn man den Rührer herausnehme. Drei Stunden lang sei ein schwächerer Hitzegrad zu unterhalten. Bei Flintglas sei ähnlich zu verfahren. — Nunmehr solle man den Ofen gut abdichten. — Das von den Hafenwänden stammende Glas müsse sich stets unter die eigentliche Glasmasse mischen, ebenso die Fäden von der Glasoberfläche. Am Schluß solle das aber durch die eigenartigen Rührbewegungen vermieden werden. — Das Abdecken des Glases diene nur zur Vermeidung von Färbung durch den Rauch. Zum letzten Durchrühren werde der Deckel abgenommen.

Allgemeine Wiederholungen ganz am Schluß. (Schluß folgt.)

Die Differentialunruh nach Ch. Volet.

Von

H. Bock in Hamburg.

Seit der Einführung der Elinvarspirale in den Chronometerbau ist die bimetallische aufgeschnittene Unruh mit allen ihren Schwächen und Empfindlichkeiten nicht mehr ein unentbehrliches Attribut der Präzisionsuhr. Durch passende Wahl der Messinglegierung für den Unruhkranz läßt sich jetzt der Restfehler korrigieren, welcher aus der noch verbleibenden Temperaturempfindlichkeit der Spiralfeder herstammt, oder umgekehrt.

Da aber schon ganz geringfügige Ungleichmäßigkeiten des Messing- oder Invargusses zu merklichen Gangfehlern führen können, so hat sich Ditisheim in bekannter Weise veranlaßt gesehen, der geschlossenen Messingunruh doch noch zwei kleine bimetallische Kompensationsaffixe beizugeben, deren Wirksamkeit auf rund ein Hundertstel derjenigen der normalen bimetallischen Unruhklingen beschränkt ist, was aber zur Beseitigung eventueller Restfehler vollkommen ausreicht (Fig. 1). Sekundäre Kompensationsstörungen kommen natürlich bei solcher Geringfügigkeit der Wirkung als klein höherer Ordnung nicht in Betracht.

Das nachträgliche Zurückgreifen auf bimetallische Affixe bedeutet durchaus keine Rückkehr zu der alten Methode, denn die großen Schwierigkeiten, die sich der genauen Reglage „normaler" Kompensationsreifen entgegenstellen, schrumpfen hier auf einen geringen Rest zusammen, der sich in einer bis zwei Wochen bewältigen läßt. Die Erfinder haben aber nicht geruht, und neuerdings hat Volet das Problem der zusätzlichen Kompensation massiver Unruhen mit Elinvarspirale in einer neuen und originellen Weise gelöst, von der im folgenden die Rede sein soll.

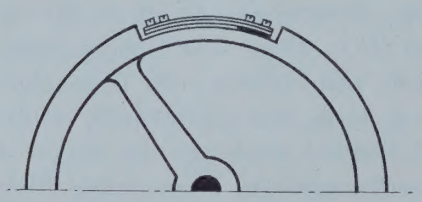


Fig. 1.

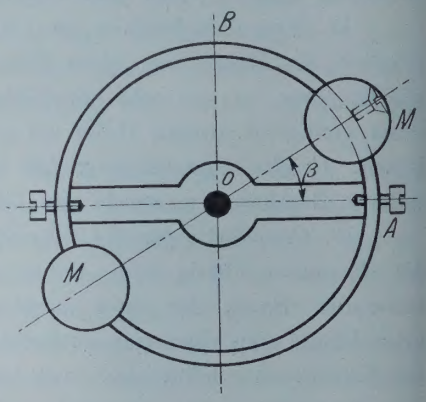


Fig. 2.

Wie man aus Fig. 2 erkennt, setzt Volet auf den massiven Schwungring an zwei sich gegenüberliegenden Stellen Zusatzgewichte M auf; die Speichen aber bestehen aus einem andern Material als der Kranz und haben deshalb auch einen andern thermischen Ausdehnungskoeffizienten, und zwar einen kleineren. Die Folge davon ist, daß das im normalen Zustande kreisförmige Gebilde bei Temperaturänderungen notgedrungen eine ellipsenartige Gestalt annimmt, wobei die Zusatzgewichte je nach ihrer Lage, d. h. je nach der Größe des Winkels β, in radialer Richtung mehr oder weniger wandern. Durch passende Wahl von β hat man es in der Hand, die Temperaturvariation des gesamten Trägheitsmomentes der Unruh so einzustellen, daß der Restfehler der Kompensation verschwindet.

Wir wollen die hierbei obwaltenden Verhältnisse unter Einführung geeigneter

Einschränkungen und Vernachlässigungen einer rechnerischen Untersuchung unterziehen. Aus der Schlußformel wird sich dann eine Handhabe ergeben zur quantitativen Beurteilung der Voletschen Anordnung.

Wir denken uns den Kranz bei B (siehe Fig. 2) aufgeschnitten und betrachten den so entstehenden, bei A als in der Speiche eingespannt zu denkenden Unruhquadranten. Sein ursprünglicher Radius sei r (siehe Fig. 3), und die Ausdehnungskoeffizienten von Kranz und Speiche seien α_1 beziehungsweise α_2, wobei gemäß dem früher Gesagten $\alpha_1 > \alpha_2$ sein möge.

In Fig. 3 ist der im normalen Zustande befindliche Quadrant gestrichelt; nach der Erwärmung aber nimmt er die strichpunktierte Gestalt an. Denn er hat sich ja in stärkerem Maße als die Speichen gedehnt und ist dabei sich selbst ähnlich geblieben, wie alle freien homogenen Körper, die einer Temperaturdehnung unterworfen werden.

In dieser Form kann er aber nur für sich allein bestehen, nicht jedoch, wenn er mit den drei andern zum vollen Kranz vereinigt ist; vor der Vereinigung muß Punkt B nach B' befördert werden, und zwar aus Symmetriegründen so, daß die in B' an den Kranz gelegte Tangente nach wie vor parallel zur Speiche steht. Dabei nimmt der Reifen die in Fig. 3 ausgezogene ellipsenartige Form an.

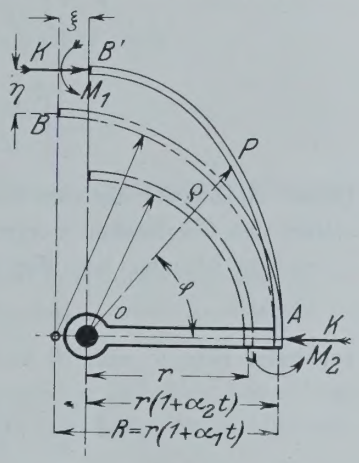


Fig. 3.

Zur Verwirklichung dieser Formänderung ist eine Druckkraft K und ein Moment M erforderlich, während in A der nach links treibende Speichenzug K und das Einspannmoment M_2 angreifen.

Nun fordert der Momentensatz die Beziehung:

$$K \cdot R - M_1 - M_2 = 0. \qquad 1)$$

Wir wollen nämlich für unsere statischen und Elastizitätsbetrachtungen von der Dilatation der einzelnen Klingenpunkte wegen ihrer Geringfügigkeit absehen und alles auf die ursprüngliche, in Fig. 3 strichpunktierte Lage und Form beziehen, wie sie sich nach Aufschneidung und Erwärmung ausbildet. Der Radius derselben werde kurz mit $R = r\ (1 + \alpha_1 \cdot t)$ bezeichnet.

An einer beliebigen Reifenstelle P herrscht nun das Biegungsmoment

$$M = K \cdot R\,(1 - \sin\varphi) - M_1, \qquad 2)$$

das eine Streckung des zugehörigen Klingenelementes $ds = R \cdot d\varphi$ verursacht. Wegen der absolut und im Verhältnis zum Krümmungsradius R geringen Stärke der Klinge dürfen wir hier die Theorie der Deformation sehr dünner Stäbe anwenden und die Winkeländerung zwischen den an die Enden von ds gelegten Tangenten auf $\frac{M \cdot ds}{E \cdot J}$ Bogeneinheiten ansetzen, worin E der Elastizitätsmodul und J das äquatoriale Flächenträgheitsmoment bezeichnen.

Die über den ganzen Viertelkreis erstreckte Summe dieser Winkeländerungen muß aber verschwinden, wenn die Tangente in B' parallel zur Abszissenachse bleiben soll, d. h. es muß sein:

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} [K \cdot R\,(1 - \sin\varphi) - M_1]\, R \cdot d\varphi = 0. \qquad 3)$$

Ausgewertet ergibt das:

$$M_1 = K \cdot R \cdot \left(1 - \frac{2}{\pi}\right), \tag{4}$$

und weiter folgt aus 1) das Einspannmoment an der Speiche:

$$M_2 = K \cdot R \cdot \frac{2}{\pi}. \tag{5}$$

Jetzt lassen sich auch die beiden Verschiebungskomponenten ξ und η des oberen Bogenendes (Fig. 3) einer Untersuchung unterwerfen. Man findet ihre Werte leicht wenn man die Elementarverschiebungen summiert, die das Klingenende B bei der Verbiegung der Klingenelemente ds erleidet:

$$\xi = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{M \cdot ds}{E \cdot J} \cdot R \cdot (1 - \sin\varphi) = \left(\frac{\pi}{4} - \frac{2}{\pi}\right) \cdot \frac{K \cdot R^3}{R \cdot J}, \tag{6}$$

$$\eta = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{M \cdot ds}{E \cdot J} \cdot R \cdot \cos\varphi = \left(\frac{2}{\pi} - \frac{1}{2}\right) \cdot \frac{K \cdot R^3}{E \cdot J}. \tag{7}$$

Immer ist hierbei die Verschiebung der Einzelpunkte als klein gegenüber den Dimensionen des Quadranten vorgestellt.

Nun ist aber laut Fig. 3:

$$\xi = r \cdot (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot t; \tag{8}$$

verbindet man 6) und 8) und eliminiert weiter $\frac{K \cdot R^3}{E \cdot J}$ aus 6) und 7), so folgt für η:

$$\eta = \frac{8 - 2\pi}{\pi^2 - 8} \cdot r \cdot (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot t = 0{,}9183 \cdot r \cdot (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot t. \tag{9}$$

Aus 6) und 8) läßt sich weiter auch die Speichenkraft K berechnen:

$$K \sim \frac{4\pi \cdot E \cdot J \cdot (\alpha_1 - \alpha_2)}{(\pi^2 - 8) \cdot r^2} \cdot t, \tag{10}$$

und weiter mit Hilfe von 4) und 5) die Hauptbiegungsmomente. Das größere von ihnen ist M_2; es beziffert sich auf:

$$M_2 \sim \frac{8 \cdot E \cdot J \cdot (\alpha_1 - \alpha_2)}{(\pi^2 - 8) \cdot r} \cdot t. \tag{11}$$

Die deformierte Reifengestalt der Fig. 3 ist also durch folgende Werte charakterisiert

$$\begin{aligned} OA &= r \cdot (1 + \alpha_2 \cdot t), \\ OB' &= R + \eta = r \cdot (1 + 1{,}92 \cdot \alpha_1 \cdot t - 0{,}92 \cdot \alpha_2 \cdot t). \end{aligned} \tag{12}$$

Da sich die Strecken OA und OB' nur sehr wenig voneinander unterscheiden, so können wir die neue ellipsenartige Gestalt der elastischen Linie unbedenklich durch folgende Polargleichung zur Darstellung bringen:

$$\varrho = OA + (OB' - OA) \cdot \sin^2\varphi$$

oder

$$\varrho = r(1 + \alpha_2 \cdot t) + 1{,}92 \cdot r \cdot (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot t \cdot \sin^2\varphi. \tag{13}$$

Von der Richtigkeit überzeugt man sich leicht, wenn man φ gleich 0 und gleich $\frac{\pi}{2}$ setzt. Das Quadrat des Sinus mußte gewählt werden, damit $\frac{d\varrho}{d\varphi}$ sowohl in A als in B' verschwindet, wie es die Einspannungen verlangen.

Damit wären die geometrischen und die Spannungsverhältnisse klargelegt, und es erübrigt sich noch, die Variation des dynamischen Trägheitsmomentes festzustellen, die mit einer Temperaturänderung verbunden ist.

Wir bezeichnen mit M die Masse eines jeden der beiden Belastungsgewichte, mit m die des Schwungkranzes und mit μ die einer der zwei Speichen.

Das Trägheitsmoment des deformierten Schwungringes ergibt sich wie folgt:

$$\Theta_1 \sim 4 \cdot \int_0^{\frac{\pi}{2}} m \cdot \frac{d\varphi}{2\pi} \cdot \varrho^2,$$

woraus nach dem Binomialsatz wegen der Kleinheit der α und in Rücksicht auf 13) wird:

$$\Theta_1 \sim \frac{2}{\pi} m \cdot r^2 \cdot \int_0^{\frac{\pi}{2}} [1 + 2 \cdot \alpha_2 \cdot t + 3{,}84 \cdot (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot t \cdot \sin^2 \varphi] \, d\varphi,$$

oder integriert:

$$\Theta_1 = m \cdot r^2 \cdot [1 + (1{,}92 \cdot \alpha_1 + 0{,}08 \cdot \alpha_2) \cdot t]. \qquad 14)$$

Dagegen beträgt das Trägheitsmoment der beiden Massen M nach der Verbiegung:

$$\Theta_2 = 2\,M \cdot r^2 \cdot [1 + 2\,\alpha_2 \cdot t + 3{,}84 \cdot (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot \sin^2 \beta \cdot t] + 2 \cdot M \cdot k^2, \qquad 15)$$

worin k der auf den Schwerpunkt der Gewichte bezogene Trägheitsradius von M ist; und schließlich beziffert sich das Trägheitsmoment der beiden Speichen zusammen auf

$$\Theta_3 = \tfrac{2}{3} \mu \cdot r^2 (1 + 2\,\alpha_2 \cdot t), \qquad 16)$$

weil der Trägheitsradius einer um ihr Ende rotierenden Speiche auf $\frac{1}{3}\sqrt{3}$ ihrer Länge liegt.

Das gesamte Trägheitsmoment ist die Summe dieser drei Teile. Seine Abhängigkeit von der Temperatur ergibt sich so zu:

$$\frac{d\Theta}{dt} = m \cdot r^2 \cdot (1{,}92 \cdot \alpha_1 + 0{,}08 \cdot \alpha_2) + 4\,M \cdot r^2 [\alpha_2 + 1{,}92 \cdot (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot \sin^2 \beta] + \tfrac{4}{3} \mu \cdot r^2 \cdot \alpha_2. \qquad 17)$$

Der mittlere Term charakterisiert den Einfluß der Voletschen Zusatzmassen; sitzen sie in der Nähe der Speichen, so wird der Montagewinkel β null und der Einfluß der Massen beschränkt sich entsprechend dem Ausdruck $4\,M \cdot r^2 \cdot \alpha_2$ auf ihre durch die Speichenverlängerung verursachte Verschiebung. Ist im umgekehrten Falle $\beta = 90^0$, so erreicht der Masseneinfluß mit $4\,M \cdot r^2 \cdot (1{,}92 \cdot \alpha_1 - 0{,}92 \cdot \alpha_2)$ seinen Maximalwert. Durch passende Wahl von β lassen sich alle Zwischenstufen zwischen diesen beiden extremen Fällen realisieren.

Zahlenbeispiel. Um den bisherigen Betrachtungen mehr Anschaulichkeit zu geben und einen Überblick über die Größenanordnung der einzelnen Wirkungen zu erhalten, wollen wir ein praktisches Beispiel durchrechnen.

Die Unruh bestehe aus einem gegossenen Messingreifen von 16 mm mittlerem Radius, 4 mm Höhe und 1,2 mm Stärke; ihr Ausdehnungskoeffizient werde mit $\alpha_1 = 18$ Millionstel pro Grad Celsius, der Elastizitätsmodul mit $E = 7$ Millionen Gramm pro mm² und das spezifische Gewicht mit 0,0085 Gramm pro mm³ eingeführt.

Dann beträgt die Ringmasse:

$$m = 4{,}18 \cdot 10^{-4} \quad g \cdot mm^{-1} \cdot \text{sek}^2.$$

Setzen wir weiter die Masse beider Speichen zusammen zu $2 \cdot \mu = 10^{-4}$ und die eines der Belastungsgewichte zu $M = 2 \cdot 10^{-4}\, g \cdot mm^{-1} \cdot \text{sek}^2$, sowie dessen polaren Trägheitsradius $k = 2{,}6$ mm, wie es ungefähr den Verhältnissen der Chronometerpraxis

entspricht, und denken wir uns schließlich die Speichen aus Invar mit $\alpha_2 = 10^{-6}$ als Ausdehnungskoeffizienten, so läßt sich alles Wünschenswerte berechnen.

Zunächst ergibt sich die Speichenkraft nach Gleichung 10) zu:

$$K = 1{,}82 \cdot t \quad g.$$

Hieraus folgt mit Hilfe von Formel 11) das Einspannungsmoment an der Speiche:

$$M_2 = 18{,}55 \cdot t \quad g \cdot mm.$$

Es erzeugt eine Biegungsbeanspruchung von

$$\sigma = \frac{6 \cdot M_2}{b \cdot h^2} = \frac{6 \cdot 18{,}55}{4 \cdot 1{,}2^2} \cdot t = 19{,}32 \cdot t \quad g \cdot mm^{-2},$$

ein Wert, der selbst bei hohen Temperaturunterschieden nicht in die Wagschale fällt.

Die Gleichungen 14) bis 16) liefern das gesamte dynamische Trägheitsmoment als Funktion der Temperatur; ausgerechnet ist:

$$\Theta = 0{,}22 + 3{,}93 \cdot 10^{-6} \cdot t + 6{,}68 \cdot 10^{-6} \cdot \sin^2 \beta \cdot t.$$

Der Einfluß der Änderung von Θ auf den Gang bestimmt sich aus der Schwingungsgleichung: $T = \text{Const.} \sqrt{\Theta}$, worin T die Schwingungsdauer.

Also ist:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{T}{2\Theta} \cdot \frac{d\Theta}{dt}.$$

Normalerweise ist $T = 0{,}2$ sek., und es kommt für die tägliche Gangänderung in Sekunden pro Grad Erwärmung der Schwungmasse unter sonst gleichen Umständen:

$$\frac{86400}{T} \cdot \frac{dT}{dt} = \frac{43200}{\Theta} \cdot \frac{d\Theta}{dt},$$

weil pro Tag $\frac{86400}{T}$ Schwingungen stattfinden. Unter der Voraussetzung, daß die Volet-Unruh bei 15^0 ohne Eigenspannung ist, muß t von dieser Stelle an gerechnet werden, und es ergibt sich die Gangänderung pro Grad Erwärmung bei 15^0 Ausgangstemperatur approximiert zu:

$$\frac{43200}{0{,}22} \cdot (0{,}393 + 0{,}668 \cdot \sin^2 \beta) \cdot 10^{-5} \text{ Sekunden/Tag und Grad.}$$

Das macht für $\beta = 0$ 0,77 und für $\beta = 90^0$ 2,08 Sekunden/Tag und Grad. Durch Einstellung von β läßt sich somit der Temperatureinfluß in ziemlich weiten Grenzen regulieren. Bei der massiven Messingunruh mit Messingspeichen betrüge das tägliche Nachbleiben pro Grad, so weit es durch die Vergrößerung des Schwungkranzes allein verursacht wird:

$$\frac{43200}{m \cdot r^2} m r^2 \cdot 2 \cdot 18 \cdot 10^{-6} = 1{,}56 \text{ Sekunden/Tag und Grad;}$$

denn hier ist $\Theta = m \cdot r^2 \cdot (1 + 2\alpha_1 \cdot t)$. Das ist ungefähr der sechste Teil dessen, was man bei einer Messingunruh mit Stahlspirale beobachtet, woraus hervorgeht, daß die Spirale für mindestens 80 bis $85\,\%$ der Gangänderung verantwortlich zu machen ist.

Da die Schwingungsdauer der isochronischen Unruh auch in der Form

$$T = C \cdot \sqrt{\frac{\Theta}{E_1}}$$

geschrieben werden kann, worin Θ das dynamische Trägheitsmoment und E_1 der Elastizitätsmodul der Spirale ist, so ist die Kompensation erreicht, wenn das Verhältnis $\frac{\Theta}{E_1}$ von der Temperatur unabhängig ist.

Nehmen wir nun einmal an, wir hätten die Zusatzmassen M unter dem Winkel $\beta = 45^0$ aufmontiert, so müßte also der Quotient

$$\frac{\Theta}{E_1} = \frac{0{,}22 + 3{,}93 \cdot 10^{-6} \cdot t + 6{,}68\,(\tfrac{1}{2}\sqrt{2})^2 \cdot 10^{-6} \cdot t}{E_1 + \frac{dE_1}{dt} \cdot t}$$

von t unabhängig sein. D. h. es müßte für die Umgebung von 15^0:

$$\frac{dE_1}{dt} = E_1 \cdot \frac{7{,}27}{0{,}22} \cdot 10^{-6} = 0{,}000\,033 \cdot E_1$$

betragen; oder anders ausgedrückt, der Elastizitätsmodul des Elinvars müßte pro 10 Grad Erwärmung um $^1/_{30}{}^0/_0$ zunehmen.

Ist dieser Zustand nicht genau erreicht, so läßt sich durch Verstellung von β immer noch eine nachträgliche Korrektur vornehmen, und diese ist unter der Voraussetzung, daß sich keine weiteren praktischen Schwierigkeiten einstellen, derjenigen mit dem bimetallischen Affix wohl vorzuziehen. Es fragt sich nur, ob es nicht möglich ist, die Form der Volet-Unruh so abzuändern, daß der Luftwiderstand und damit der Einfluß der Luftdichte ebenso klein wird, wie bei der geschlossenen Bauart von Ditisheim, bei der außer den Einschnitten für die Affixe am Unruhkranze keinerlei Vorsprünge vorhanden sind.

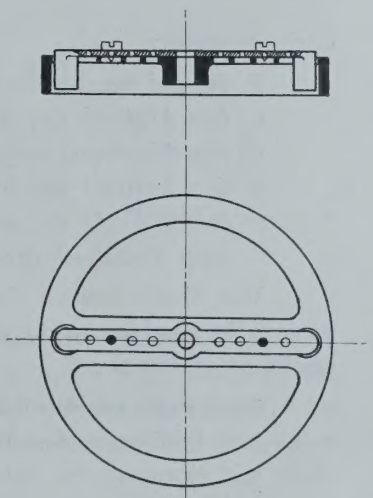


Fig. 4.

Eine Art von Gegenstück zu der Volet-Unruh bildet die Konstruktion von Louis Wille vom Jahre 1922. Hier arbeitet die Elinvarspirale mit einer Nickelstahl-Unruh zusammen, deren Ausdehnungskoeffizient etwa 18 mal kleiner ist als der des Messings. Die Folge ist ein Voreilen bei höheren Temperaturen, weil dem Steifwerden der Spirale keine hinreichende Dehnung der Unruh gegenübersteht. Zum Ausgleich ordnet Wille auf der Speiche der massiven Unruh eine in der Mitte befestigte Schiene aus sich stark dehnendem Material an (Aluminium, Silber oder Zink usw.), die außerdem mit zwei verstellbaren elastungsschräubchen besetzt ist. Bei wachsender Temperatur bewirkt diese Zusatzkonstruktion eine Vergrößerung des Trägheitsmomentes, durch passende Wahl des Schienenmetalls und der Schräubchen soll es möglich sein, die Unruh vom Temperatureinfluß zu befreien. Die Erfahrung müßte lehren, ob dabei nicht doch durch Abweichung der Dehnungsgesetze von der linearen Form „sekundäre“ Temperaturfehler übrig bleiben. Fig. 4 stellt die Willesche Idee dar.

Direkt zeigender Kräftemesser.

Von

Fritz Bergtold in München.

Übersicht. In folgendem wird ein direkt zeigendes Dynamometer erläutert und beschrieben, das zur Bestimmung geringer Kräfte dient, wie solche als Umfangskräfte bei Elektrizitätszähler-Ankern auftreten. Da nur die Schwere, nicht aber Federn als Gegenkraft angewandt werden, so kann die Eichung absolut erfolgen. Die Größe der zu messenden Kraft wird auf einer Skala mit Sinusteilung und 90^0 nutzbarem

Ausschlagswinkel angezeigt. Der Meßbereich kann durch Anbringen von Gewichten bequem geändert werden. Die möglichen Fehler sind, wie sich an Hand von Versuchen ergeben hat, sehr gering.

Grundprinzip. Eine Scheibe, die mit einer zentrisch und senkrecht zu ihr stehenden, wagerechten Achse reibungsfrei drehbar gelagert ist, deren Schwerpunkt jedoch außerhalb ihrer Mitte liegt, dreht sich in unbeeinflußtem Zustand immer so, daß die durch die Drehachse und den Scheibenschwerpunkt bestimmte Ebene lotrecht steht.

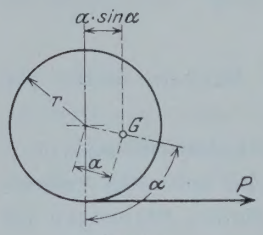


Fig. 1.

Läßt man auf eine derartige Scheibe eine zu ihr tangentiale Kraft wirken (Fig. 1), deren Richtung in einer zur Drehachse senkrechten Ebene liegt, so dreht sich die Scheibe so weit aus ihrer Ruhelage, bis das Moment ihres exzentrischen Gewichtes so groß geworden ist, daß es dem Moment der angreifenden Kraft das Gleichgewicht hält, — bis also folgende Gleichung erfüllt ist:

$$P \cdot r = G \cdot a \cdot \sin \alpha ; \qquad 1)$$

darin bedeutet:

P die auf die Scheibe wirkende Tangentialkraft,
r den Abstand des Kraftangriffspunktes von der Drehachse,
G das Scheibengewicht,
a den Abstand des Scheibenschwerpunktes von der Drehachse,
α den Winkel, um den sich die Scheibe beim Vorhandensein der Kraft P aus ihrer Ruhelage dreht.

Von diesen Größen sind für eine gegebene Anordnung G, a und r unveränderlich, so daß für eine solche die zu messende Kraft P dem Sinus des Scheibendrehwinkels α direkt proportional ist.

Eichung. Ist die Scheibe mit einer Einrichtung versehen, die für jede ihrer möglichen Stellungen den Winkel α oder noch besser dessen Sinus abzulesen gestattet (z. B. mit einem an ihr befestigten Zeiger, der über einer ruhenden Skala spielt), so fehlt zur Bestimmung der zu messenden Kraft noch die Kenntnis der Proportionalitätskonstanten $\frac{G \cdot a}{r}$.

G und r können leicht direkt bestimmt werden, wogegen die Messung von a oder, was auf das gleiche hinauskommt, die von $G \cdot a$ nur indirekt — etwa wie folgt — mittels eines Eichgewichts möglich ist.

Die nach Annahme reibungsfrei gelagerte Scheibe dreht sich jeweils in diejenige eindeutig bestimmte Lage, für die alle an ihr angreifenden Momente sich gegenseitig das Gleichgewicht halten. Hängt man also exzentrisch ein Gewicht so an der Scheibe auf, daß diese sich dabei nicht aus ihrer Ruhelage dreht, so befindet sich für eine wenigstens senkrecht zur Scheibendrehachse frei drehbaren Aufhängung des Gewichts, dessen Aufhängepunkt immer genau in der durch Schwerpunkt und Drehachse der Scheibe gehenden Ebene (Fig. 2).

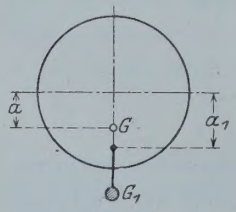


Fig. 2.

Für das Gleichgewicht an der Scheibe gilt dann, wenn außer dem aufgehängten Gewicht noch die tangential wirkende Kraft P vorhanden ist (Fig. 3),

$$P \cdot r = G \cdot a \cdot \sin a_1 + G_1 \cdot a_1 \cdot \sin a_1 . \qquad 2)$$

Es treten also zu den bei Gl. 1) (S. 144) erläuterten Größen:

G_1 das angehängte Gewicht,

a_1 der Abstand des Aufhängepunktes von der Drehachse,

α_1 der Winkel, um den sich die Scheibe im Gleichgewichtszustand aus der Ruhelage gedreht hat.

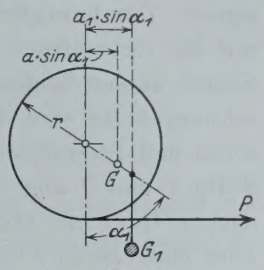


Fig. 3.

Von diesen Größen sind r, G_1, a_1 und α_1 leicht zu bestimmen, so daß für gleiche Kraft P die Proportionalitätskonstante $\frac{G \cdot a}{r}$ mittels der Gleichungen 1) und 2) durch Elimination von P ermittelt werden kann. Es ist:

$$G \cdot a = G_1 \cdot a_1 \cdot \frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha - \sin \alpha_1}, \qquad 3)$$

woraus sich die Proportionalitätskonstante selbst durch Division mit r ergibt.

Änderung des Meßbereiches. Wird die Gleichung 2) in folgender Form angeschrieben:

$$P = \frac{G \cdot a + G_1 \cdot a_1}{r} \cdot \sin \alpha_1, \qquad 2\,a)$$

so zeigt ein Vergleich mit Gleichung 1) die Möglichkeit, die Proportionalitätskonstante dadurch zu ändern, daß ebenso, wie für die Eichung ein Gewicht exzentrisch zur Scheibe in einem Punkt frei drehbar aufgehängt wird, welcher in der durch Schwerpunkt und Drehachse der Scheibe gehenden Ebene enthalten ist.

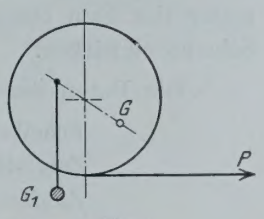


Fig. 4.

Liegt der Aufhängepunkt auf der gleichen Seite von der Drehachse wie der Scheibenschwerpunkt, so addieren sich die Momente $G \cdot a$ und $G_1 \cdot a_1$, wodurch der Meßbereich der Anordnung vergrößert wird. Liegt dagegen der Aufhängepunkt auf der entgegengesetzten Seite der Drehachse wie der Scheibenschwerpunkt (Fig. 4), so

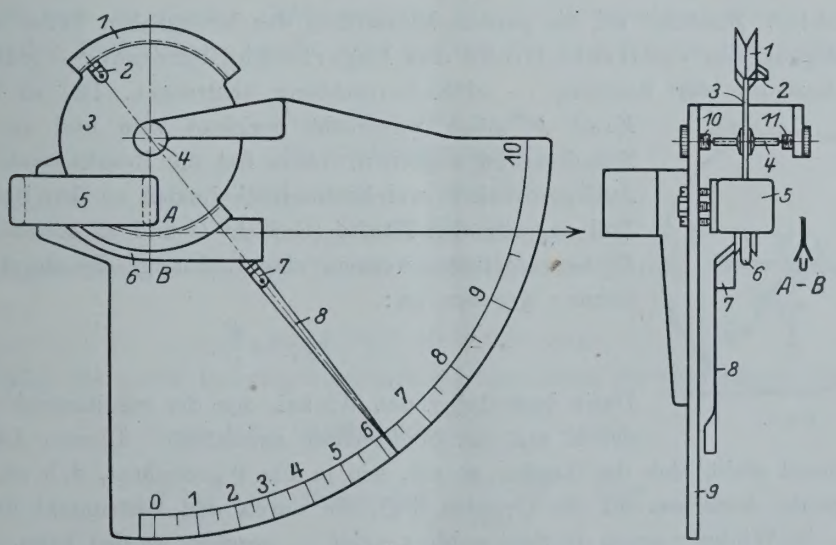


Fig. 5.

heben sich die beiden Momente gegenseitig teilweise auf, wodurch eine Verkleinerung des Meßbereiches bewirkt wird.

Konstruktive Durchbildung. In Fig. 5 (S. 145) ist eine Form des oben prinzipiell erläuterten Kräftemessers gezeichnet, wie sie sich für technische Messungen eignet. Der bewegliche Teil, der im wesentlichen aus der Scheibe 3 und dem fest mit ihr verbundenen Zeiger 8 besteht, ruht mit den an seiner Achse 4 vorgesehenen Zapfen in den beiden Lagern 10 und 11. Die exzentrische Anordnung des Scheibenschwerpunktes wird durch das Gewicht des Zeigers hervorgerufen. In der durch Drehachse und Schwerpunkt des beweglichen Teiles gehenden Ebene sind an diesem zwei Stifte 2 und 7 angebracht, an denen die zur Meßbereichsänderung bzw. zur Eichung nötigen Gewichte angehängt werden können. Die messerförmige Zeigerspitze spielt über einer Skala 9 mit Sinusteilung.

Die Führung des Fadens, an welchem die zu messende Kraft P angreift, wird durch eine an dem Scheibenrand vorhandene tiefe Rinne 1 und unten außerdem noch durch eine feststehende Auffangvorrichtung 6 erreicht.

Um ein Pendeln des beweglichen Teiles auch dann zu verhindern, wenn Kräfte gemessen werden, die von wenig gedämpften Systemen herrühren, läßt man zweckmäßig das Feld eines Dauermagneten 5 dämpfend auf die aus Aluminium bestehende Scheibe einwirken.

Die Daten der dargestellten Anordnung sind:

Scheibendurchmesser	100 mm
Zeigerlänge	200 mm
Zapfendurchmesser	0,4 mm
Gewicht des beweglichen Teils mit Zusatzgewicht	30 g.

Die Meßbereiche werden entsprechend den Anforderungen der Zählertechnik wie folgt gewählt:

0 bis 0,3 g (Zusatzgewicht bei 2)
0 „ 1,5 g (kein Zusatzgewicht)
0 „ 3,0 g (Zusatzgewicht bei 7).

Fehler. Zunächst sei die genaue Einstellung des beweglichen Teiles unter Berücksichtigung der endlichen Größe des Lagerlochhalbmessers — jedoch unter Vernachlässigung der Reibung — einer Betrachtung unterzogen. Die zu messende Kraft P möge wagerecht gerichtet sein und am unteren Scheibenrand angreifen. Dann hat die Resultierende aus den Auflagerdrücken, welche durch die beiden an dem beweglichen Teil angreifenden Kräfte (Gewicht G und zu messende Kraft P) hervorgerufen werden, eine Richtung, die durch die Beziehung gegeben ist:

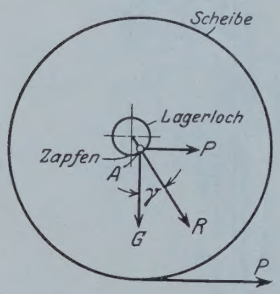


Fig. 6.

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{P}{G}. \qquad 4)$$

Darin bedeutet γ den Winkel, den der resultierende Auflagedruck mit der Senkrechten einschließt. Diesem Lagerdruck entsprechend stellt sich der Zapfen so ein, wie in Fig. 6 gezeichnet, d. h. so, daß der Auflagepunkt desselben auf der Geraden liegt, die durch den Mittelpunkt des Lagerloches — im Winkel γ gegen die Senkrechte geneigt — gezogen werden kann. Auf den Auflagepunkt A (siehe Fig. 7) sind demnach die Gleichungen 1) bis 3) zu beziehen.

Das geschieht dadurch, daß die Werte für a und r der Fig. 7 entsprechend gerechnet werden.

Der maximale Wert des Winkels γ tritt bei der vorher beschriebenen Ausführung für den Endausschlag des größten Meßbereiches (0 bis 3 g) auf. Hier ist $P = 3$ g, $G = 30$ g, also nach Gleichung 4)

$$\operatorname{tg}\gamma = 0{,}1\,.$$

Die größtmöglichste Verschiebung des Auflagepunktes beträgt damit für einen Lagerlochhalbmesser von 0,22 mm sehr angenähert

$$0{,}22 \cdot \operatorname{arc\,tg}\, 0{,}1 = 0{,}02 \text{ mm}\,.$$

Da die Verschiebung derart gering ist, kann sie ganz vernachlässigt werden, und die Teilung der Skala erfolgt unter Zugrundelegen des tiefsten Punktes vom Lagerloch als Auflagepunkt.

Auf die endliche Größe der Zapfendicke braucht keine Rücksicht genommen zu werden, obschon diese einen Unterschied zwischen dem wirklichen Hebelarm a und dem der Rechnung zugrunde gelegten bedingt, weil die wirksame Länge des Hebelarmes hierdurch ungeändert bleibt (siehe Fig. 8).

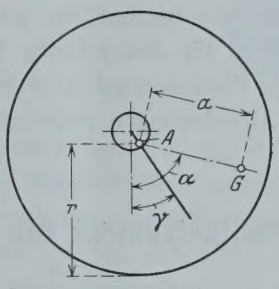


Fig. 7.

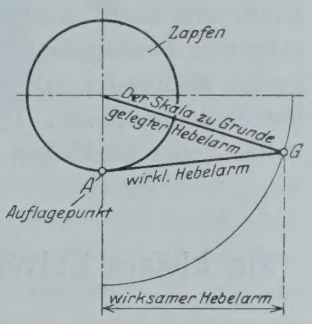


Fig. 8.

Die Reibung kann sich auswirken: 1. bei der Einstellung des Auflagepunktes und 2. bei der Drehung des beweglichen Teiles. Durch sie wird die Lage des Auflagepunktes um einen Betrag unsicher, der annähernd durch den Ausdruck gegeben ist:

$$\pm\, r_L \operatorname{arc\,tg}\, \varrho\,,$$

wo

r_L Lagerlochhalbmesser,

ϱ Reibungswinkel.

Er ist etwa von der gleichen Größenordnung wie die Verschiebung selbst.

Für den Drehwinkel α ergibt sich bei der Berücksichtigung der Reibung aus Gleichung 1):

$$P \cdot r = G \cdot a \cdot \sin\alpha \pm M_R\,, \qquad 1\,a)$$

M_R Reibungsmoment,

$$M_R = \operatorname{tg}\varrho \cdot r_Z \cdot \sqrt{P^2 + G^2}\,,$$

R_Z = Zapfenhalbmesser.

Das Reibungsmoment hat danach für die beschriebene Ausführung näherungsweise die Größe

$$M_R = 0{,}1 \cdot 0{,}02 \cdot 30 = 0{,}06 \text{ cmg}\,.$$

Somit beträgt die durch Reibung verursachte Unsicherheit der Einstellung bei

$$0 \text{ bis } 0{,}3 \text{ g Meßbereich } \frac{0{,}06 \cdot 100}{0{,}3 \cdot 5} = 4\,\%\,,$$

$$0 \text{ bis } 1{,}5 \text{ g Meßbereich } \frac{0{,}06 \cdot 100}{1{,}5 \cdot 5} = 0{,}8\,\%\,,$$

$$0 \text{ bis } 3{,}0 \text{ g Meßbereich } \frac{0{,}06 \cdot 100}{3 \cdot 5} = 0{,}4\,\%\,.$$

Setzt man den Kräftemesser sehr leichten andauernden Erschütterungen aus, wie solche beispielsweise durch magnetische Wechselfelder bequem zu erzeugen sind, so wird die Wirkung der Reibung derart vermindert, daß sich durch die Reibungsprobe kein Einfluß mehr nachweisen läßt.

Der Einfluß der Fadensteifigkeit auf das Meßresultat kann durch Rechnung wegen der Unsicherheit über die aufzustellenden Annahmen nicht exakt genug bestimmt werden. Er wird daher durch einen Versuch wie folgt ermittelt.

Der Einfluß der Fadensteifigkeit auf die Angaben des Kräftemessers muß für den Meßbereich 0 bis 0,3 g etwa 10 mal so groß sein als für den Meßbereich 0 bis 3 g. Da alle übrigen Fehlerquellen, wie gezeigt wurde, auf das Meßresultat praktisch keinen Einfluß ausüben, kann der durch den Faden verursachte Fehler dadurch nachgewiesen werden, daß mit jedem der beiden Meßbereiche eine Reihe von Kräften aufgenommen wird, deren Größenverhältnisse untereinander für beide Meßreihen gleich sind. Aus den Abweichungen zwischen den mit beiden Meßbereichen bestimmten Kräfteverhältnisse ergeben sich die Fehler. Es wurde so die Triebkraft eines Zählerankers in Abhängigkeit von der Stromstärke einmal für die volle Spannung mit dem großen Meßbereich und dann für den zehnten Teil derselben mit dem kleinen Meßbereich aufgenommen. Der Versuch ergab auch bei Verwendung von Nähfaden normaler Stärke keine merklichen Abweichungen zwischen beiden Meßreihen.

Ein kleines Universalinstrument für die Vermessung von Höhlen.

Von
Karl Lüdemann in Freiberg.

(Mitteilung aus den Werkstätten für wissenschaftliche Präzisionsinstrumente der Max Hildebrand G. m. b. H. in Freiberg-Sachsen.)

Zu den wenigen wissenschaftlichen Arbeitsgebieten, die in der Nachkriegszeit einen Aufschwung genommen haben und gleichzeitig in Deutschland und im Auslande rege bearbeitet worden sind, gehört die Höhlenkunde, d. h. „die Lehre von den natürlichen Höhlen und den Erscheinungen daran“ (B. Wolf).

Die Grundlage jeder Erforschung einer Höhle bilden eine Vermessung und der als Ergebnis daraus folgende Plan. Ohne gute Pläne, die die einzelne Höhle und ihren Verlauf nach Lage und Höhe in allen Einzelheiten veranschaulichen, sind weder eine erschöpfende Beschreibung oder ein Fundbericht, noch ein Höhlenkataster denkbar.

Die anzuwendenden Messungsmethoden sind aus dem untertägigen, bergbaulichen Messungswesen, der Markscheidekunde, bekannt. Alle Arten finden je nach der angestrebten oder erforderlichen oder erreichbaren Genauigkeit Anwendung; so z. B. einfache Aufnahmen von Hand mit dem Geologenkompaß, Kompaßmessungen mit dem Markscheiderkompaß oder dem Steigerhängezeug von J. G. Studer, Bussolen- und schließlich Theodolitzüge.

In vielen Fällen wird man mit dem in Fig. 1 dargestellten, bekannten und seit über 125 Jahre bewährten Steigerhängezeug von J. G. Studer bei der Messung der Streichwinkel der einzelnen Schnuren auskommen. Die Neigungen der Schnuren werden dann mit einem Gradbogen mit ebenfalls ausreichender Genauigkeit leicht ermittelt. Zur Zulage der Messungen wird natürlich die Kompaßplatte benutzt.

In manchen Fällen wird es zweckmäßig sein, ein kleines Stativinstrument zu benutzen, das, zumal wenn mit Springständen gemessen wird, einen schnellen Arbeitsfortgang ermöglicht. Ein besonderer Vorteil wird es sein, wenn man mit demselben

Instrument von dem Stativ schnell zum Hängen an der Schnur oder Meßkette übergehen kann.

Die in Fig. 2 dargestellte, von † Max Hildebrand in Freiberg-Sa. konstruierte Taschenfernrohrbussole, die vielfach auch als Reisebussole bezeichnet wird, ist ein solches kleines, handliches und doch sehr leistungsfähiges Instrument.

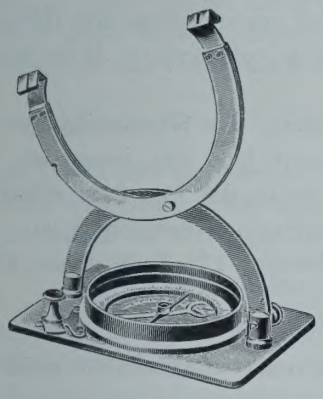


Fig. 1.

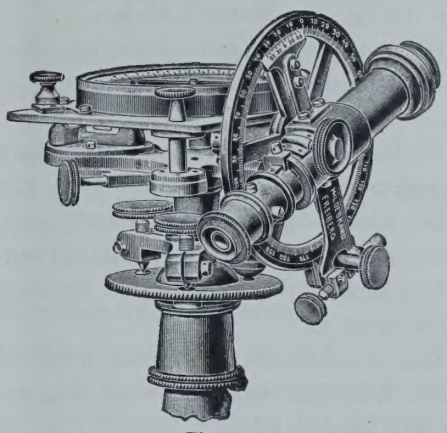


Fig. 2.

Auf einer abnehmbaren Grundplatte, auf der ein Pendelneigungsmesser angebracht ist, befindet sich die zentrisch angeordnete Bussole, deren 6 cm lange, hochkantgestellte, aus dem Vollen herausgearbeitete Lamellenmagnetnadel auf einem feinen Edelsteinhütchen in einem versilberten Teilring mit der Teilungseinheit 1^0 schwingt. Die Aufhängung der Nadel und die scharfen Enden, die dicht an der Teilung vorbeischwingen, erlauben eine genaue Ablesung.

Da die Bussole mit Bodenplatte von dem übrigen Instrument leicht und bequem abgenommen werden kann, kann sie als vollwertiger Geologenkompaß gebraucht und außerdem zum Zulegen der ausgeführten Messungen benutzt werden.

Das Instrument hat Horizontal- und Vertikalstellung mit Klemm- und Feinstellvorrichtung. Die Horizontalstelleinrichtung ist in der bekannten nußartigen Konstruktion ausgeführt. Auf der Alhidade ist eine Dosenlibelle oder Dosenkreuzlibelle angebracht.

Der versilberte Höhenkreis mit einem Teilungsdurchmesser von 80 mm und der Teilungseinheit 1^0 wird an einem Nonius auf $5'$ abgelesen.

Das durchschlagbare Fernröhrchen hat ein Objektiv von 12 mm Öffnung und 100 mm Brennweite, sowie eine 9fache Vergrößerung; es kann mit Entfernungsmeßfäden versehen werden und dann zur mittelbaren Längenmessung dienen. Mit ihm

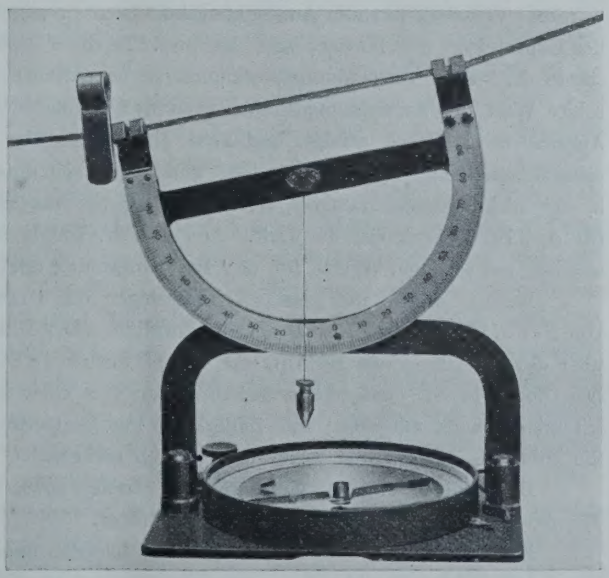


Fig. 3.

kann eine Nivellierlibelle verbunden werden. Das Stativ hat zusammenschiebbare Beine, was für die Benutzung in niedrigen Höhlenräumen und -gängen erforderlich ist; es ist genügend leicht gehalten.

Das Instrument ist in einem Kästchen mit Tragriemen, das 16 cm lang, 14 cm breit und 12 cm hoch ist, untergebracht. Es wiegen: das Instrument 1,15 kg, der Kasten 0,5 kg, das Stativ 1,45 kg.

Mit der Kompaßplatte kann ein abnehmbares und zusammenlegbares Hängezeug nach J. G. Studer verbunden werden, sodaß man einen vollständigen Hängekompaß erhält.

Es bleibt nun nur noch der Gradbogen zur Messung der Schnurneigungen vom Hauptinstrument getrennt. Aber auch dieses Sondergerät läßt sich vermeiden, wenn man den Hängebügel zum Gradbogen ausbildet, wie es in der Fig. 3 in einer Konstruktion der Hildebrand-Werkstätten in Freiberg-Sachsen dargestellt ist.

Die Einheit der versilberten Gradbogenteilung beträgt 1^0; Teile davon können geschätzt werden.

Das abnehmbare Hängezeug nebst Gradbogenteilung ist mit oder ohne Kompaß in einem Kästchen untergebracht, das in der Tasche oder umgeschnallt ohne Mühe mitgeführt werden kann.

Dieses kleine Universalinstrument reicht für sehr viele, auch umfangreiche Aufnahmen von Höhlen aus; es verbindet eine genügende Genauigkeitsleistung mit kleinen Abmessungen, geringem Gewicht und vielseitiger Verwendungsmöglichkeit.

Referate.

Der Brechungsindex der Luft im sichtbaren Spektrum zwischen 0 und 100 Grad.

Von Albert Pérard. *(Bureau international des Poids et des Mesures.)*
Journal de Physique et le Rad. **6**. *S. 217. 1925.*

Die ursprünglichen Beobachtungen, die die Veranlassung zu der hier mitgeteilten Untersuchung waren, sind nicht zu dem speziellen Zweck, den Brechungsindex der Luft zu bestimmen, angestellt worden. Verfasser hat den Ausdehnungskoeffizienten verschiedener nationaler Meterprototype, sowie des Urprototyps interferometrisch bestimmt. In diese Bestimmung geht die sogenannte Apparatkonstante des zu den Ausdehnungsbestimmungen benutzten Fizeauschen Dilatometers ein, d. h. der absolute Wert des Ausdehnungskoeffizienten des benutzten Dreifußes. Diese Bestimmung am selben Apparat ist mehrfach erfolgt, und zwar abwechselnd im Vacuum und unter den normalen atmosphärischen Bedingungen. Diese, 1883 und 1913 noch unter Benoit ausgeführten Messungen waren in sich nicht übereinstimmend; der Grund lag mutmaßlich in den nicht genügend genauen Werten für den Brechungsindex der Luft. Aus diesem Grunde sind vom Verfasser Messungen ausgeführt worden, um genauere Werte für den Brechungsindex der Luft zu erhalten.

Benutzt wurde mit geringen Änderungen das Fizeausche Dilatometer in der Konstruktion von Benoit mit einem Dreifuß aus Platiniridium. Das Dilatometer befand sich in einer Kupferhülle über die eine Glasglocke gestülpt war, die bis auf einige Zehntel Millimeter evakuiert werden konnte. Die Glocke ist in genügendem Zwischenraum von einer gut und dann von einer schlecht wärmeleitenden Schicht umgeben; eine Zinkglocke mit Doppelwänden vervollständigte die Wärmeisolation; die Höhe der Heizflamme wurde automatisch geregelt.

Die Beobachtung des Wanderns der Streifen sowie die Ablesung der im Innern aufgehängten Thermometer erfolgte durch Beobachtungsfenster.

Die Arbeit von Pérard besteht aus 50 Beobachtungsreihen, die abwechselnd im Vakuum bzw. unter Atmosphärendruck vorgenommen wurden; es wurde jeweils die Verschiebung der Streifen gemessen, wenn der Apparat ohne Änderung der Temperatur evakuiert bzw. die Luft wieder in den

Apparat hineingelassen wurde. Um Fehler durch Nachhinken der Temperatur usw. zu vermeiden, wurde jede Beobachtung erst begonnen, wenn der Apparat mindestens 12 Stunden Zeit gehabt hatte, sich auf die gewählte Beobachtungstemperatur einzustellen; die Beobachtungstemperaturen lagen zwischen 0 und 100°. War der Apparat evakuiert bzw. die Luft wieder hereingelassen, so wurde mit der neuen Ablesung anderthalb Stunden bis zur Herstellung des Wärmegleichgewichts gewartet. Es wurden 3 Quecksilberlinien 4358, 5461 und 5769 bzw. 5791 und 2 Kadmiumlinien 5086 und 6438 benutzt. Die Weglänge betrug 34 mm.

Nach diesen Meßreihen ergibt sich der Brechungsindex N der Luft in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ in $m\mu$, vom Druck h in mm Hg und von der Temperatur Q in Graden Celsius

$$(N-1)\cdot 10^8 = \left[288{,}02 + \frac{1{,}478}{\lambda^2} + \frac{0{,}0316}{\lambda^4}\right]\left[\frac{h\,(1+\beta\,h)}{760\,(1+760\,\beta}\right]\frac{1}{40{,}003716\,Q}.$$

Hierin ist $\beta = 2{,}4\cdot 10^{-6}$ zu setzen mit einem wahrscheinlichen Fehler von $\pm\, 06\cdot 10^{-6}$; im allgemeinen darf β ohne wesentlichen Fehler gleich 0 gesetzt werden.

Der Schluß der Arbeit gibt einen Vergleich mit den bisher erhaltenen Resultaten. *Dz.*

Ein Apparat zur Verbreiterung von Spektren.

Von William J. S. Lockyer. *Monthly Notices* **85**. *S. 47. 1924.*

Die Abhandlung beschäftigt sich mit der Frage der Verbreiterung photographisch aufgenommener Fixstern- und Nebelspektren zu Reproduktions- und Messungszwecken. Für schwache Objekte ist die Gewinnung eines für mikrometrische Wellenlängenmessung der Spektrallinien genügend breiten Originalspektrums besonders schwierig, da bei den dann notwendigerweise sehr lang zu bemessenden Belichtungszeiten die Ausbeute an Platten während einer Beobachtungsnacht verhältnismäßig klein bleibt. Bei unmittelbarer photographischer Vergrößerung der Originalaufnahme werden naturgemäß auch die durch das Plattenkorn, durch unregelmäßigen Gang des Uhrwerks und durch etwaige von Wolken verursachte Unterbrechungen ebenso wie die von Staubteilchen an den Spalträndern herrührenden Linien mit vergrößert, sodaß das Aussehen des Spektrums dadurch verdorben wird. Deshalb sind schon vielfach Versuche zu einer Verbreiterung von Spektrogrammen gemacht worden. Die verschiedenen Formen der bisher benutzten Apparate werden kurz beschrieben: so die Pickeringsche Zylinderlinse, der Lockyersche Gleitrahmen mit der Scheinerschen Verbesserung und die an einem langen schwingenden Pendel angebrachte Platte. Der Verfasser beschreibt nun eingehend eine neue bessere und einfachere Instrumentform, der das Prinzip der „Wasseruhr" zugrunde liegt. Es wird gezeigt und durch eine Abbildung erläutert, wie das Negativ während seiner Neuaufnahme durch Schwerkraft in einem Rollengestell senkrecht fallen gelassen und die Geschwindigkeit dieses Abwärtsgleitens durch regulierbaren Ölzufluß in einem Zylinder kontrolliert wird.

Der von Cooke, Troughton and Simms, London und York, hergestellte Apparat ist auf einer Holzplatte von 28 × 30 cm Seitenlänge befestigt und wird vor einer gewöhnlichen Vergrößerungskamera angebracht. Ein in $4^1/_2$ cm Abstand vor dieser Holzplatte befindlicher lichtdicht abgegrenzter Messingrahmen von 19 cm Breite, in den das zu verbreiternde Negativ eingesetzt wird, trägt an seinem unteren Rande eine schwere Kolbenstange, die in einem senkrechten, vom Rand der Holzplatte noch etwa 5 cm herunterragenden und mit feinem Urhrenöl gefüllten Zylinder auf und nieder gleitet. Dieser Messingrahmen kann sich also nur senkrecht bewegen und wird durch V-förmig ausgekerbte und justierbare Gleitrollen, in die die Schneiden seiner beiden seitlichen Ränder eingreifen, stets in einer und derselben Ebene geführt. Der Zylinder trägt seitlich an seinem oberen und am unteren Ende je zwei verbundene Röhren: die eine, mit einem Sperrhahn versehen, dient für schnellen Ölzufluß von oben nach unten, wenn der Plattenhalter nebst dem Kolben gehoben wird; die andere steht mit einem senkrecht daneben angebrachten zylindrischen Behälter in Verbindung, ist an der oberen Eintrittsöffnung mit einer Ventilklappe versehen, deren Stellung mittels einer Mikrometerschraube abgelesen werden kann, und dient für langsamen Ölzufluß von unten nach oben, wenn der Plattenrahmen nebst dem Kolben durch seine eigene Schwere abwärts fällt. Beim Füllen der Zylinder und Röhren mit Öl ist genau darauf zu achten, daß keine Luftblasen darin bleiben. Es folgt sodann eine Darstellung der Gesichtspunkte, nach denen das Originalnegativ für die Wiedergabe eines vergrößerten verbreiterten Positivs vorzubereiten und aus-

zurichten ist. Die Negativplatte wird dabei, mit Ausnahme des Spektrums selbst, durch Aufkleben paralleler Stanniolflächen mit scharf geschnittenen Rändern auf der Schichtseite völlig undurchsichtig gemacht.

Die Ergebnisse einer sich auf die Fallgeschwindigkeit des Negativs erstreckenden Prüfung zur Bestimmung der Belichtungszeiten werden mitgeteilt, und es sind Kurven beigefügt, die diese Geschwindigkeiten (etwa 0,5 m bis 10 m auf 1 cm Fallhöhe) für verschiedene Einstellungen der Ventilklappe sowie für verschiedene Temperatur (etwa + 16° bis + 21°) kennzeichnen, von der die Zähigkeit und somit die Fließgeschwindigkeit des Öls abhängt. Zum Schluß wird noch beschrieben, wie sich ein solches vergrößertes und verbreitertes Positiv wieder in ein Negativ von irgend einem gewünschten Maßstab umwandeln läßt, und eine Methode mitgeteilt, nach welcher ein Papierabdruck für Reproduktionszwecke vorbereitet werden kann. *Messow.*

Zweilinsige Halbapochromate.

Von C. A. Sonnefeld. *Central-Ztg. f. Opt. u. Mech.* **46.** *S. 235. 1925.*

Der Unterschied zwischen einem zweilinsigen Achromaten und einem ebensolchen Halbachromaten geht aus folgenden im allgemeinen gültigen Zusammenstellungen hervor:

Achromate		Apochromate
	I. Chromatische Korrektion.	
	(für $f_F = 1000$ mm und gegen $\lambda = 4861$ ÅE)	
— 0,19 mm	rot, 6563 ÅE	— 0,09 mm
— 0,65 mm	gelb, 5893 ÅE	— 0,16 mm
— 0,64 mm	grün, 5461 ÅE	— 0,22 mm
0 mm	hellblau, 4861 ÅE	0 mm
+ 1,93 mm	violett, 4341 ÅE	+ 0,92 mm

II. Beziehungen zwischen den Glaskonstanten.

ν_d (Kron) = 1,75 $\times$ ν_d (Flint)	ν_d (Kron) = 1,19 $\times$ ν_d (Flint)
ϑ_g (Kron) = 0,92 $\times$ ϑ_g (Flint)	ϑ_g (Kron) = 0,992 $\times$ ϑ_g (Flint)
ϑ_e (Kron) = 0,97 $\times$ ϑ_e (Flint)	ϑ_e (Kron) = 1,002 $\times$ ϑ_e (Flint)
$\vartheta_{A'}$ (Kron) = 1,10 $\times$ $\vartheta_{A'}$ (Flint)	$\vartheta_{A'}$ (Kron) = 1,010 $\times$ $\vartheta_{A'}$ (Flint).

Man sieht, daß in der Praxis die ideale Forderung für Apochromate ϑ (Kron) = ϑ (Flint) recht gut erfüllt ist. Bei den Apochromaten lassen sich nicht so große Öffnungsverhältnisse erreichen wie bei den Achromaten, und zwar wegen der größeren Stärken der Linsen und den damit verbundenen stärkeren Krümmungen der Linsenflächen. Ein unmittelbarer Vergleich der Apochromate mit den Achromaten ist nicht möglich, weil die chromatische Korrektion wegen der größeren sphärischen Abweichungen der Apochromate verschieden ausfallen muß. Die ν-Differenz ist bei den Apochromaten bedeutend kleiner als bei den Achromaten, weshalb auch die ϑ-Forderung genauer erfüllt ist.

Wählt man ν-Lage und ν-Differenz des Achromaten ungefähr gleich der des Apochromaten, so gelten für den Achromaten folgende Beziehungen zwischen den ϑ-Werten.

$$\vartheta_g \text{ (Kron)} = 0{,}965 \times \vartheta_g \text{ (Flint)}$$
$$\vartheta_e \text{ (Kron)} = 0{,}985 \times \vartheta_e \text{ (Flint)}$$
$$\vartheta_{A'} \text{ (Kron)} = 1{,}05 \times \vartheta_{A'} \text{ (Flint)}.$$

Unter Zugrundelegung eines derartigen Achromaten ergeben sich für beide Typen folgende ϑ-Differenzen:

Achromate		Apochromate
+ 0,035	$\Delta\,\vartheta_g$	+ 0,008
+ 0,015	$\Delta\,\vartheta_e$	— 0,002
— 0,05	$\Delta\,\vartheta_{A'}$	— 0,010

Die Halbapochromate werden demnach folgende Eigenschaften haben. Die ν-Differenz der Gläser muß größer oder gleich 10 sein, oder zum mindesten $^1/_5$ des größten ν-Wertes betragen.

Die ϑ-Differenzen müssen zwischen den Werten der Achromate und Apochromate liegen, also etwa in folgender Weise:

Halbapochromate

$$\Delta\,\vartheta_g = +0{,}02$$
$$\Delta\,\vartheta_e = +0{,}01$$
$$\Delta\,\vartheta_{A'} = -0{,}03$$

Der damit erhaltene Korrektionszustand hat nachstehendes Aussehen:

rot, 6563 ÅE	— 0,15 mm
gelb, 5893 ÅE	— 0,40 mm
grün, 5461 ÅE	— 0,43 mm
hellblau, 4861 ÅE	0 mm
violett, 4341 ÅE	+ 1,42 mm

Bei der Wahl der Gläser eines Halbapochromaten muß man ein Glas, das in der bekannten graphischen Darstellung zwischen ν_d und ϑ außerhalb der geraden Linie liegt, mit irgendeinem anderen Glas vereinigen, und zwar am besten mit einem solchen, das auf der anderen Seite der Geraden liegt bei einer ν_d-Differenz größer oder gleich 10, wobei die Verbindungslinie dieser beiden Gläser zweckmäßig eine geringere Neigung gegen die ν_d-Achse aufweist als die Richtung, auf der die meisten Gläser liegen.

Besonders wichtig ist es, für einen Halbapochromaten den Korrektionszustand immer für die vier Farben rot, gelb, grün und violett anzugeben, um ihn von einem Scheinapochromaten unterscheiden zu können. Es ist nämlich bei der praktischen Prüfung von achromatischen Objektiven häufig zu finden, daß dieselben besser zu sein scheinen als man gehofft hatte. Diese Verbesserung in der Vereinigung der Farben ist nur eine scheinbare, da auch die sphärische Aberration geringer sein kann. Bei den Apochromaten ist die chromatische Differenz der sphärischen Aberration reichlich groß. Doch ist es möglich, daß bei geringerer chromatischer Differenz der sphärischen Aberration auch die chromatische Abweichung vermindert ist, ohne daß ein Halbapochromat vorliegt; in diesem Fall kann man nur von einem Scheinapochromaten sprechen. Welcher von diesen beiden vorzuziehen ist, läßt sich theoretisch nicht entscheiden, nur das Experiment kann hierüber Aufschluß erteilen.

Flügge.

Über die Berechnung astigmatisch korrigierter Gläser.

Von A. Nectoux. *Revue d'Opt. 4. S. 285. 1925.*

In den letzten Jahren sind die äquikonvexen und äquikonkaven Brillengläser zunehmend durch die Menisken verdrängt worden wegen der besseren astigmatischen Korrektion der letzteren. Die Brillengläser punktueller Abbildung zeichnen sich dadurch aus, daß je nach ihrer Stärke die Krümmungen weitgehendste Minderung des Astigmatismus herbeiführen. Derartige Gläser werden mittels einer Gleichung berechnet, die quadratisch ist in bezug auf die Stärke der hinteren Fläche und deren Koeffizienten durch den Brechungsindex, die Gesamtstärke und den Abstand des Brillenglases vom Augenmittelpunkt bestimmt sind. Zu jeder Stärke des Glases lassen sich zwei Werte der hinteren Krümmung ermitteln, für die der Astigmatismus behoben ist. Jedoch gibt es Stärken, bei denen nur ein Wert der hinteren Krümmung den Astigmatismus beseitigt, und zwar in dem Falle, wo die Diskriminante der quadratischen Gleichung verschwindet. Diese Brillenstärken sind Grenzwerte, über die hinaus eine astigmatische Korrektion nicht mehr möglich ist. Verfasser rechnet ein bestimmtes Beispiel durch für ein Glas vom Brechungsindex 1,523 unter Zugrundelegung eines Abstandes von 0,027 m zwischen Brillenglas und Augenmittelpunkt. Die Nullsetzung der Diskriminante führt auf die Stärken + 7,14 und — 22,97 dptr, außerhalb deren der Astigmatismus nicht mehr behoben werden kann. Die graphische Darstellung der vorderen Stärke als Funktion der Gesamtstärke liefert die bekannte Tscherningsche Ellipse. Alle Brillengläser, die sich nicht auf dieser Ellipse anordnen lassen, sind auch nicht astigmatisch korrigiert. Es ergibt sich hieraus, daß die Formen mittlerer Durchbiegung, die sogenannten Halbmuschelgläser, für positive Stärken durchweg Astigmatismus zeigen, für die negativen Stärken ebenso mit Ausnahme von zwei ganz bestimmten Stärken. Die äquikonkaven und äquikonvexen Gläser sind noch stärker astigmatisch.

Flügge.

Über die Berechnung dreiteiliger aplanatischer Objektive mit gleichen inneren Krümmungen.

Von H. L. Tardy. *Revue d'Opt. 4. S. 305. 1925.*

Anschließend an die von Harting in *dieser Zeitschr. 20. S. 230 1900* gegebenen Rechenvorschriften zur Berechnung dreiteiliger Fernrohr- und Mikroskopobjektive unterzieht sich Verfasser einen neuen Kalkül aufzustellen, der gegenüber den Hartingschen Formeln bessere Symmetrie und deutlichere Hervorkehrung der Vergrößerung des Systems zeigen soll. Der Gang der Rechnung ist folgender: Es handelt sich um ein dreiteiliges Objektiv, dessen äußere Gläser aus demselben Material sind. Das System wird, wie bei Harting, in zwei Teilsysteme aufgeteilt, in die innere Linse und in das aus den beiden äußeren Linsen gebildete System. Aus Maßstabsgleichung und Achromasiebedingung werden die Totalkrümmungen beider Systeme errechnet. Die Totalkrümmung des aus den äußeren Linsen gebildeten Teilsystems wird mittels eines Parameters t in die Totalkrümmungen der beiden äußeren Linsen aufgeteilt. Ein weiterer Parameter x besorgt die Aufteilung der Totalkrümmung jeder einzelnen Linse in die Vorder- und Hinterkrümmung. Die den einzelnen Linsen zugehörigen x-Werte werden aus den beiden Bedingungen für die Gleichheit der inneren Krümmungen und aus der Sinusbedingung bestimmt. Da zeigt sich, daß der Parameter x_2 der inneren Linse homogen und linear abhängig ist von dem Parameter t und einer Größe z, welche durch die Vergrößerung des ganzen Systems definiert ist und deren Einfluß hervorkehrt. Die Seidelsche Summe der sphärischen Aberration ist eine Funktion zweiten Grades in t und z. Ihre Nullsetzung liefert die Bedingung dafür, daß das mit der gewünschten Vergrößerung arbeitende Objektiv ein aplanatisches Bild liefert. Es kommt hierbei lediglich auf die Lösung einer quadratischen Gleichung mit der einen Unbekannten t an. Hat man t, so ergeben sich unmittelbar die Totalkrümmung jeder der beiden äußeren Linsen sowie die x-Werte der drei Einzellinsen, und hieraus wieder die Werte sämtlicher Radien. Da die Abhängigkeit von t zweiten Grades ist, so ergeben sich gewöhnlich zwei chromatische dreiteilige Objektive mit gleichen inneren Krümmungen, die für eine verlangte Vergrößerung auf sphärische Aberration und Koma korrigiert sind.

Diese direkte Methode der Auflösung der quadratischen Gleichung gestaltet sich aber im allgemeinen sehr schwierig, da die Koeffizienten der Gleichung kompliziert zusammengesetzt sind aus den Brechungsindizes und Dispersionen. Man kommt schneller zum Ziele, wenn man zu vier voneinander unabhängigen Wertepaaren von t und z die zugehörigen Systeme berechnet und für diese die Seidelsche Summe S der sphärischen Aberration bildet. Die im vorigen aufgestellte quadratische Gleichung in t und z läßt sich dann in Form einer Determinante wie folgt schreiben und lösen:

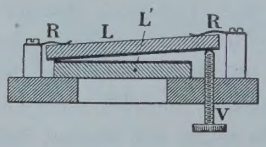
$$\begin{vmatrix} t^2 & tz & z^2 & 1 & 0 \\ t_1^2 & t_1 z_1 & z_1^2 & 1 & S_1 \\ t_2^2 & t_2 z_2 & z_2^2 & 1 & S_2 \\ t_3^2 & t_3 z_3 & z_3^2 & 1 & S_3 \\ t_4^2 & t_4 z_4 & z_4^2 & 1 & S_4 \end{vmatrix} = 0 .$$

Flügge.

Untersuchung von Objektiven mit dem Luftkeil.

Von L. Lenouvel. *Revue d'Opt. 4. S. 299. 1925.*

An Stelle des nachstehend beschriebenen Gitters benutzt Verfasser den „Luft-Keil", dessen Konstruktion aus der Figur.Das Prinzip desselben ist ähnlich demjenigen des Gitters. Beim Strich- oder Fadengitter wird das vom Objektiv herkommende und auf das Gitter auffallende Lichtbündel in zwei Bündel zerlegt, von denen das eine das Gitter ohne weiteres durchsetzt, während das andere gebeugt wird. Beide Bündel gelangen zur Interferenz und erzeugen die hellen und dunklen Streifen. Der Luft-Keil führt ebenfalls eine Teilung des Lichtbündels herbei, indem ein Bündel durch zweimalige Reflexion an den Innenflächen erzeugt und mit dem glatt hindurchtretenden Bündel zur Interferenz gelangt. Die Regeln zur Messung der Aberrationen sind die gleichen wie beim Gitter.

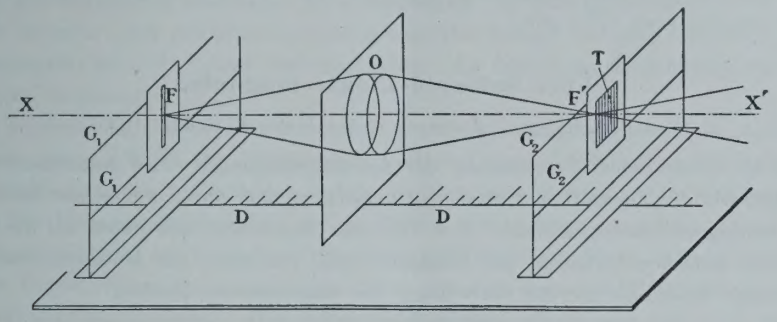


Flügge.

Prüfung von Reproduktionsobjektiven.

Von L. Lenouvel. *Revue d'Opt. 4. S. 294. 1925.*

Die vom Verfasser in der *Revue d'Opt. 3. S. 211* und *315, 1924* beschriebene Methode zur Prüfung photographischer oder Fernrohrobjektive erfordert eine Umgestaltung, wenn Reproduktionsobjektive zu untersuchen sind. Ein beleuchteter Spalt F kann in der Objektebene senkrecht zur



optischen Achse des Reproduktionsobjektivs O verschoben werden. Das Bild des Spalts entsteht in der Nähe eines Faden- oder Strichgitters T. Dabei darf das Bild des Spaltes nicht breiter sein als die Hälfte des Abstandes zweier dunkler Gitterstriche. Das hinter dem Gitter befindliche Auge sieht dann das Objektiv von dunklen Linien auf hellem Hintergrunde durchzogen. Die Messung der Aberrationen bietet gegenüber den schon früher beschriebenen Methoden nichts Neues. Der Unterschied gegen die damaligen Methoden besteht nur darin, daß diesmal kein Autokollimationsverfahren benutzt wird. *Flügge.*

Ein neuer Interferenzapparat zur Prüfung von Zählkammern für Blutkörperchen.

Von C. G. Peters und B. L. Page. *Scientif. Papers of the Bur. of Stand. Washington No. 507. 20. S. 221. 1925.*

Zählkammern für Blutkörperchen bestehen im wesentlichen aus einem Glasstreifen der Größe eines mikroskopischen Objektträgers, bei dem durch Aufkitten planparalleler Glasstücke oder durch Einschleifen einer Vertiefung und durch Überschieben einer ebenen Deckplatte ein Raum geschaffen wird, der eine Tiefe von genau 0,1 mm hat. Auf dem Grunde dieser Kammer befindet sich eine gitterförmige Teilung mit meistens 0,2 mm Strichabstand. Durch diese, leicht prüfbare, Teilung und die Höhe der Kammer wird so ein Raum geschaffen, der mit der durch Mischpipetten in meßbarer Weise verdünnten Blutflüssigkeit gefüllt und dessen Gehalt an Blutkörperchen unter dem Mikroskop ausgezählt wird. Schwierigkeiten bei der Herstellung der an sich einfachen Vorrichtung bewirkt nur die Rücksicht auf den notwendigen sehr niedrigen Preis.

Etwas schwierig ist die Tiefenmessung der Kammer. In der Arbeit werden zwei Verfahren angegeben. Die eine benutzt ein Mikrometer-Meßmikroskop, genau übereinstimmend mit dem bekannten Abbeschen Dickenmesser, in umgekehrter Form, mit nach oben gerichteter Kontaktstange, oder mit einem Sphärometer mit Kontaktstange und Meßmikroskop. Statt des Sphärometerringes befindet sich oben eine durchbohrte Auflagerplatte, auf die die Zählkammer, nach unten geöffnet, gelegt wird. Die Nullstellung wird durch eine danach übergelegte ebene Platte festgestellt. Das Verfahren ist also nichts Neues.

Die zweite Anordnung benutzt Interferenzen. Die Zählkammer liegt ebenfalls nach unten offen auf geeigneten Erhöhungen eines sonst optisch eben polierten Stahlklotzes, und über diesem schwebt in etwa 0,5 mm Abstand parallel zu ihm eine ebenfalls optisch ebene Glasplatte, die nach der einen Seite einen Kontaktarm mit kleiner Stahlkugel nach oben als Kontakt hat. Auf der gegenüberliegenden Seite ruht sie fest auf zwei Schraubenspitzen und wird durch eine Feder so gehalten, daß sie parallel zum Stahlklotz schwebt und mit der Kontaktkugel mit leichtem Druck am Boden der Kammer anliegt. Die Anordnung ist nun so justiert, daß beim Auflegen einer genau richtigen Zählkammer von 0,1 mm Tiefe die Glasplatte gerade parallel zur Stahlfläche schwebt; von

oben her wird die Anordnung in bekannter Weise durch Heliumlicht beleuchtet und mit Fernrohr Zahl und Form der Interferenzstreifen abgelesen. Während in diesem Fall also keine vorhanden sind, bilden sich solche bei nicht genau 0,1 mm tiefen Kammern aus. Auf der Glasplatte sind zwei Marken in solchem Abstand angebracht, daß die Zahl der Streifen in ihnen sofort die Abweichung der Kammertiefe vom Sollwert ergibt. Eine Messung mit dem mechanischen Tiefenmesser dauert etwa 5 Minuten und gibt eine Genauigkeit von 1 μ etwa, während das Interferenzverfahren etwa 1 Minute dauert und etwa 0,2 μ gibt. *Block.*

Über Solenoid-Elektromagnete.

Von P. J. Higgs. *Journ. of Scient. Instr.* **2**. *S. 305. 1925.*

Durch die theoretische Untersuchung der Arbeitsbedingungen eines magnetischen Relais soll gezeigt werden, wie die Zugkraft des Magneten vergrößert und durch möglichste Materialersparnis die Kosten verringert werden können. Der Verfasser beschränkt sich dabei auf die Betrachtung des Falles eines einfachen Solenoids mit Eisenkern und verzichtet mit Rücksicht auf die komplizierten Streuungsverhältnisse auf die Berechnung der magnetischen Größen.

A. Magnet-Kreis.

Ist N_1S_1 (Fig. 1) das erregte Solenoid und N_2S_2 ein Weicheisenkern, der von oben in die Spule eingeschoben wird, so wird die magnetische Anziehungskraft der beiden Teile durch die Kurve ABC (Fig. 2) in Abhängigkeit der Lage des Punktes N_2 gegenüber der Spule dargestellt. Das Maximum der Kraft beim Punkte B ist dabei, wie nachgewiesen wird, am günstigsten, wenn der Kern etwas länger als die Spule selbst ist. Wird nun der Kern N_2S_2 in ein festes Stück N_3S_3 und ein bewegliches Stück N_4S_4 (Fig. 3) aufgeteilt, so tritt dadurch infolge der eigenen gegenseitigen Anziehungskraft der beiden Kerne eine Vergrößerung der Zugkraft ein. In Fig. 2 stellt die Kurve CE die Zugkraft von N_3S_3 allein dar, AD die gesamte gegenseitige Anziehungskraft beider Eisenstücke bei der Annäherung von N_4S_4 an N_3S_3. Da die Zugkraft mit kleiner werden dem Abstand rasch anwächst, wird man mit möglichst kleinem Luftspalt zu arbeiten suchen, doch muß dabei eine Berührung der Flächen N_4 und S_3 vermieden werden, da sonst ein „Kleben" der beiden magnetischen Kerne aneinander eintritt. Eine Erhöhung der magnetischen Anziehungskraft kann ferner erreicht werden durch Vergrößerung des Eisen-Kernquerschnitts, da infolge der dadurch bedingten Verringerung des magnetischen Widerstandes des Luftspalts eine Verkleinerung der Streuung eintritt. Mit Rücksicht auf die dadurch notwendige Vergrößerung der Spulenabmessungen, die für die Kosten des Relais vor allem maßgebend sind, ist der Vergrößerung des Eisen-Kernquerschnitts jedoch praktisch bald eine Grenze gesetzt.

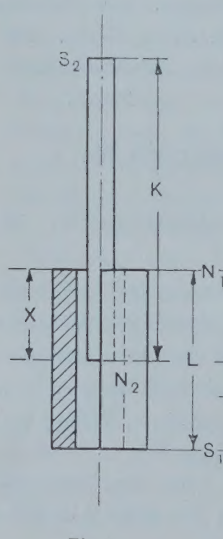


Fig. 1.

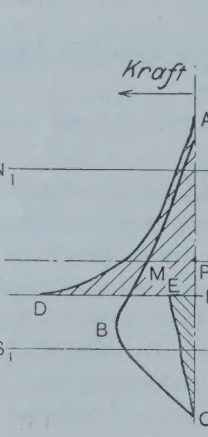


Fig. 2.

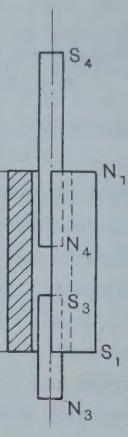


Fig. 3.

B. Solenoid-Spule.

Um für die richtige Bemessung der Solenoid-Spule Anhaltspunkte zu bekommen, werden zu ihrer Berechnung Formeln hergeleitet, welche Windungszahl, Länge, Widerstand und Volumen des Kupferdrahtes, ferner Strom, Amperewindungen, Energieverlust und Energieverlust pro Oberflächeneinheit in Abhängigkeit der Spulendimensionen und des Drahtdurchmessers angeben. Die Formeln

lauten dabei verschieden, je nachdem es sich um ein Strom- oder Spannungsrelais handelt. Für die Beurteilung der Spule kommen vor allen Dingen in Betracht:

1. Die Amperewindungszahl, die bei Berücksichtigung der Streuung direkt ein Maß für die magnetische Kraft ist. 2. Der Energieverlust und das Kupfervolumen, da sie die Betriebs- und Herstellungskosten des Relais darstellen, und 3. der Energieverlust pro Oberflächeneinheit, durch dessen Größe die Erwärmung und damit die Belastbarkeit der Spule gekennzeichnet ist. Als Zahlenwert für den Energieverlust pro Oberflächeneinheit ist der Betrag von etwa 0,06 Watt pro cm^2 für eine Übertemperatur von 50° C über Luft angegeben. Als Oberfläche wird hierbei nur die Mantelfläche der Spule eingesetzt.

Unter Verwendung der abgeleiteten Formeln wird weiterhin an einem Zahlenbeispiel gezeigt, wie sich durch passende Wahl der Abmessungen Verbesserungen des Relais erzielen lassen. Würde z. B. bei einem bestimmten vorliegenden Relais für konstante Spannung die Wicklungstiefe unter Beibehaltung des Eisenkerndurchmessers auf die Hälfte herabgesetzt, so müßte, damit wieder dieselbe Erwärmung eintritt, auf Grund der Formeln die Länge der Spule etwa 2,2 mal[1]) so groß werden. Das Kupfervolumen und damit die Kosten würden dann um 27 % kleiner, der Energieverlust um 34 % größer ausfallen. Die Amperewindungszahl würde sich um 50 % erhöhen, was unter Berücksichtigung der größeren Streuung immerhin einer Vergrößerung der magnetischen Anziehungskraft um etwa 10—20 % entspräche. In Fällen, wo die Vergrößerung des Energieverlusts keine große Bedeutung hat, bringt der eingeschlagene Weg also eine wesentliche Verbesserung des Relais mit sich.

Eine analoge Verkleinerung der Wicklungstiefe bei einem Relais für konstanten Strom ergibt auf Grund der abgeleiteten Formeln die doppelte Spulenlänge und eine gleichbleibende Amperewindungszahl, jedoch eine Verkleinerung des Kupfervolumens sowie des Energieverbrauchs um je etwa 33 %. Um wieder dieselbe magnetische Kraft zu erzielen wie vorher, muß man jedoch zum Ausgleich der vergrößerten Streuung die Spule noch etwas länger machen, wodurch dann der Gewinn an Kupfervolumen und Energieverlust auf je etwa 25 % zurückgeht.

Zum Schluß wird an einem praktisch ausgeführten Apparat nachgewiesen, daß sich unter Benutzung der vorstehenden theoretischen Überlegungen tatsächlich eine Verbesserung und Verbilligung erreichen läßt. Zu diesem Zwecke wird ein Starkstrom-Relais, wie es Dr. Guy Barr in *Proc. Phys. Soc.* ***33.*** *S. 53. 1920/21* beschreibt, in folgender Weise abgeändert:

Zur Vergrößerung des magnetischen Kraftflusses bzw. zur Ersparnis von Amperewindungen erhält das Relais einen geschlossenen Eisenrückweg, ferner werden die Abmessungen und die Form des beweglichen Eisenstücks und vor allem die Form und Größe des Luftspalts in zweckmäßiger Weise abgeändert. Das für die Solenoidspule notwendige Kupfervolumen geht infolgedessen auf etwa $^1/_6$ zurück. Durch den Einbau von Thermoelementen wird schließlich noch nachgewiesen, daß die zulässige Erwärmung an keiner Stelle des Relais überschritten wird. *Lh.*

Studien über die Explosion von Drähten durch elektrischen Strom.

Von Sinclair Smith. *Astrophys. Journ.* ***61.*** *S. 186. 1925.*

Der Verfasser läßt Hochspannungsströme durch dünne Drähte aus verschiedenen Materialien fließen und beobachtet die Spektren, die bei der Explosion entstehen. Vorweg sei bemerkt, daß der Durchmesser der Drähte ziemlich gleichgiltig ist, um eine Explosion und einen Stromdurchgang durch die Explosionsgase herbeizuführen. Die notwendige Spannung geht ganz angenähert der Länge der Drähte parallel. Auf die Ergebnisse der Arbeit sei nicht weiter eingegangen, erwähnt sei nur der benutzte Spektrograph. Bei einem der üblichen mit Rowland-Gitter in konkaver Gestalt von 4 Zoll Breite und 600 Linien auf 1 Millimeter ist in den konvergenten Lichtweg hinter das Gitter ein rotierender Spiegel mit 150 Umdrehungen in der Sekunde geschaltet, der das Spektrum auf einen bogenförmig gelegten Film wirft. Aus den Abmessungen der Anordnung ergibt sich, daß

[1]) Der vom Verfasser angegebene Wert stimmt nicht mit den Formeln überein, sondern ist um etwa 10 % zu groß.

man noch Änderungen in dem Spektrum feststellen kann, die etwa $1 \cdot 10^{-7}$ Sekunden zeitlich auseinanderliegen.

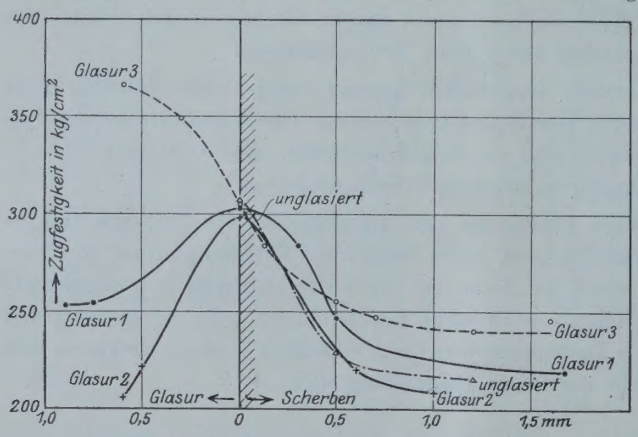
Von den hiermit erhaltenen Ergebnissen sei nur bemerkt, daß bei einzelnen Elementen der Explosionsdampf derart stark Licht absorbiert, daß praktisch keine photographische Wirkung übrigbleibt. Die Zeitdauer dieses Vorganges beträgt nur einige Millionstel Sekunden. *Block.*

Einfluß der Glasur auf einige physikalische Eigenschaften von Porzellan: *Von* Dr. E. Gerold. *Mitt. d. Hermsd. Schomb. Isol. G. m. b. H. Heft 15.*

Der Verfasser stellt auf Grund eingehender Versuche fest, daß die Glasur einen ausschlaggebenden Einfluß auf die mechanischen Eigenschaften des damit überzogenen Porzellans hat und stellt die Forderung auf, daß beim Vergleich verschiedener Porzellane stets auch glasierte Probestücke untersucht werden. Von besonderer Wichtigkeit ist die Glasurfrage vor allem bei der Verwendung von Porzellan zu Hochspannungsisolatoren, an deren Festigkeit in neuerer Zeit immer neue Anforderungen gestellt werden.

Zunächst wurde der Einfluß verschiedener Glasuren auf die Zug-, Biege- und Zugbiegefestigkeit an glasierten Probekörpern untersucht. Dabei zeigte sich, daß ein Teil der Glasuren die Festigkeiten gegenüber dem unglasierten Zustande herabsetzte, während andere sie erhöhten, und zwar war dies Verhalten bei derselben Glasur bei Zug-, Biege- und Zugbiegefestigkeit gleichartig und die prozentuale Änderung ungefähr gleich groß. Eine zweite Versuchsreihe, die den Einfluß der Oberflächenschicht zeigen soll, wurde in folgender Weise ausgeführt: Nachdem mit einem Handstrahlgebläse die etwa 0,6 - 0,9 mm dicke Glasurschicht entfernt worden war, erreichten die auf diese Weise „entglasierten" Stücke wieder ihre ursprüngliche Festigkeit, um bei weiterer Durchmesserverringerung, d. h. Entfernung auch der Porzellanoberflächenschicht, durchweg niedrigere Festigkeitswerte anzunehmen.

In der Abbildung sind für Zugkörper, die für derartige Versuche am geeignetsten waren, die ermittelten Zugfestigkeiten in Abhängigkeit von der Dicke der Oberflächenschicht für drei verschiedene Glasuren und ein nichtglasiertes Porzellan aufgetragen. Dabei beziehen sich die Anfangspunkte links auf den glasierten Normalzustand. Die Kurven zeigen, daß nach Entfernung der Glasurschicht der dem unglasierten Körper eigene Festigkeitswert von etwa 300 kg/cm² wieder erreicht wird, wobei Glasur 1 und 2 im Anfangszustande dem Versuchskörper niedrigere, Glasur 3 dagegen höhere Festigkeit verleihen. Bei weiterer Verringerung des Durchmessers fällt dann die Festigkeit für ursprünglich glasiertes und unglasiertes Material in gleicher Weise, um bei etwa 1,2 mm Schichtentfernung einen konstanten Wert zu erreichen. Auf Grund dieser Versuche und der chemischen Zusammensetzung der untersuchten Glasuren wurde festgestellt, in welcher Richtung eine Glasur geändert werden muß, um höhere Festigkeiten zu ergeben. Über den Weg zur Verbesserung der Glasuren gibt der Verfasser aus naheliegenden Gründen keine Auskunft.



Es wurde ferner ganz allgemein die Feststellung gemacht, daß aus der Art der Bruchfigur bei den Zerreißkörpern ein Schluß auf die Höhe der Zugfestigkeit gezogen werden kann. Die im Sinne der Untersuchung mit schlecht bezeichneten Glasuren ergeben eine vollkommen glatte Bruchfläche. Je höhere Festigkeiten erreicht werden, um so rauher und zackiger wird der Bruch. Der Verfasser kommt daher zu folgender Annahme: Hat man eine Glasur, deren Zugfestigkeit geringer als die des nichtglasierten Porzellans ist, so wird bei einer Zugbeanspruchung zuerst die Glasur einreißen und infolgedessen wird das an sich festere Porzellan mit brechen. Der Bruch erfolgt dabei von außen nach innen, die Bruchfläche ist glatt. Hat man umgekehrt eine Glasur mit höherer Zug-

festigkeit als die des nichtglasierten Porzellans, so wird bei einer Zuglast, die schon dem Bruchwert des nichtglasierten Porzellans gleichkommt, noch alles durch die festere Glasurschicht zusammengehalten. Der über seine eigentliche Festigkeit hinaus beanspruchte Porzellanscherben reißt dann schließlich explosionsartig auseinander mit einer rauhen zackigen Bruchfläche. Der starke Einfluß der Glasur auf die Zugfestigkeit wird weiterhin in besonders anschaulicher Weise an zwei in bezug auf Zugfestigkeit verschiedenen Porzellanen gezeigt, die mit den gleichen Glasuren versehen wurden. Der Unterschied der Zugfestigkeiten für den nichtglasierten Scherben betrug 30 % des niedrigeren Wertes. Dieser Unterschied sinkt durch die verschiedenen Glasuren auf 14, 5, 4, 10, 6 und 8 %. Die Verschiedenheit der beiden Porzellane wird durch die Glasuren also fast aufgehoben.

Alle bisher mitgeteilten Meßergebnisse wurden an geeignet gewählten Versuchskörpern gefunden, die von den gebräuchlichen Isolatoren besonders durch ihre bedeutend kleineren Abmessungen abweichen. Es hat aber die Glasur nicht nur auf einen verhältnismäßig dünnen Scherben den großen Einfluß, sondern in gleichem Maße auch auf Scherben bedeutend größeren Durchmessers. Vergleichsversuche über die Zugfestigkeit an den Probekörpern, die etwa 20 mm Durchmesser besaßen und einen Motorisolator von 72 mm Durchmesser ergaben zwar durchweg niedrigere Werte für den Isolator, da ja ganz allgemein die spezifische Zugfestigkeit mit wachsendem Durchmesser des Prüfstückes abnimmt, der Einfluß der Glasur auf die Isolatoren ist aber in gleichem Maße vorhanden wie für die Zerreißproben und deutlich zu erkennen: Kleinster und größter Wert für die Zerreißproben ist 210 und 350 kg/cm², für die Isolatoren entsprechend 100 und 215 kg/cm².

Auch auf die Temperaturbeständigkeit oder den thermischen Widerstandskoeffizienten ist die Glasur von Einfluß. Während sich für nicht glasiertes Porzellan befriedigende Übereinstimmung zwischen den gemessenen und nach der von Winkelmann und Schott[1]) aufgestellten Formel berechneten Werten ergibt, versagt die Formel für glasiertes Porzellan, da sie mechanische Konstanten enthält, die überwiegend allein von der Oberflächenbeschaffenheit abhängen *Lh.*

Bücherbesprechungen.

W. Friedel, Elektrisches Fernsehen, Fernkinematographie und Bildübertragung (174 S., 153 Abb.). Bd. 2 der Sammlung „Die Hochfrequenztechnik", herausgegeben von C. Lübben. Verlag Hermann Meusser, Berlin.

Die ungeahnte Entwicklung, die die drahtlose Telephonie und mit ihr das neue Kulturgut des Rundfunks genommen hat, hat in kulturell und wissenschaftlich interessierten Kreisen den lebhaften Wunsch aufkommen lassen, sich über die Möglichkeiten des Fernsehens und über das, was bereits auf diesem Gebiet geleistet worden ist, zu informieren. Diesem Bedürfnis kommt das vorliegende Buch um so mehr entgegen, als es in klarer und übersichtlicher Weise systematisch die bereits teils ausgeführten, teils nur in der Idee vorliegenden Lösungsversuche unter Erläuterung an einfachen Skizzen behandelt, dabei verwirrende technische Details, die für das Verständnis des Grundgedankens nicht wesentlich sind, übergeht und so den technisch interessierten Laien, insbesondere auch den sogenannten Radioamateur in anschaulicher Weise in die Methoden einführt, die vielleicht in einem oder mehreren Jahrzehnten das Rundfunkbild in jedes Haus tragen werden.

Der erste Abschnitt behandelt ganz allgemein das Wesen der elektrischen Bildübertragung. Im zweiten Abschnitt werden die technischen Mittel zur Ermöglichung der Bildübertragung und des Fernsehens im einzelnen besprochen und zwar bringt Kap. I die Methoden der Bildzerlegung und Synthese, Kap. II die Methoden der Umwandlung der Helligkeitswerte in entsprechende Stromschwankungen, während in Kap. III das umgekehrte Problem der Umwandlung der Stromschwankungen in Helligkeitswerte besprochen wird. Kap. IV bringt die verschiedenen Synchronisierungsvorrichtungen, Kap. V die Besprechung der verschiedenen Methoden der Übertragung der elektrischen Stromschwankungen vom Sender zum Empfänger.

Ein dritter Abschnitt beschäftigt sich mit den sogenannten indirekten Methoden der Bildtelegraphie, d. h. den Methoden, bei denen das Bild am Empfangsort nach wie gewöhnlich übertragenen telegraphischen Weisungen mosaikartig zusammengesetzt wird. *Dz.*

[1]) *Annalen der Physik und Chemie 1894, Nr. 51, S. 730.*

Preußische Markscheider-Ordnung vom 23. III. 1923. 32 S. mit 5 S. Mustern von Vordrucken und 1 Atlas von 15 Tafeln mit Rißmustern.

Die vom Minister für Handel und Gewerbe erlassene neue Preußische Markscheider-Ordnung ist auch für das geodätische Instrumentenwesen von einigem Interesse. So z. B. durch die Vorschrift des § 24: „Für die Winkelmeßinstrumente — auch Kompasse — ist nur die Kreiseinteilung in 360 Grad zulässig." Dadurch werden zukünftig sowohl die alte Stundenteilung, deren Gebrauch im § 92 noch auf drei Jahre zugelassen wird, wie auch die Teilung in 400^g ausgeschlossen, während bei der 360^0-Teilung sowohl die sexagesimale wie die zentesimale Unterteilung zugelassen ist.

Die Fehlergrenzen der Markscheiderarbeiten, die für den Instrumentenbau von besonderer Bedeutung sind, werden im § 81 grundsätzlich so geregelt: „Die Fehler bei den Markscheiderarbeiten werden je nach dem Zweck der letzteren beurteilt." Die dann folgenden wenigen Zahlenangaben entsprechen den früheren Vorschriften; sie sind nur von allgemeiner Bedeutung. Die umfänglichen Vorarbeiten, die der Deutsche Markscheider-Verein in sehr anzuerkennender Weise seit Jahrzehnten durchgeführt hat, haben also zu einem geschlossenen Aufbau der Fehlergrenzen markscheiderischer Vermessungsarbeiten noch nicht geführt. Der Grund wird vermutlich darin zu suchen sein, daß die technischen und wirtschaftlichen Verhältnisse in den preußischen Bergbaurevieren sehr verschieden sind, sodaß die Berücksichtigung der durch den Stand der Bergbautechnik und die wirtschaftliche Lage der Unternehmungen gegebenen Forderungen vorläufig noch allzu große Schwierigkeiten bot.

Die geodätische Feintechnik wird aber aus den Untersuchungen des Deutschen Markscheider-Vereins als Ergebnis entnehmen können, daß die vorhandenen Instrumente in der Genauigkeit ihrer Leistungen allen Ansprüchen genügen. Es ist aber auch zukünftig notwendig, die Wirtschaftlichkeit des einzelnen Messungsvorganges, soweit das möglich ist, auf verschiedenen Gebieten zu steigern.

K. Lüdemann.

F. Kögler, Taschenbuch für Berg- und Hüttenleute. Berlin 1924. Verlag von W. Ernst & Sohn. Kapitel 21. Wandhoff, E., Prof. Dr.: Markscheidekunde S. 732—838.

Das „Taschenbuch für Berg- und Hüttenleute" will, nach dem Vorwort des Herausgebers, „kein Lehrbuch sein. Es ist vielmehr als Nachschlagebuch gedacht" für den in der Praxis stehenden Ingenieur und den älteren Studierenden. Als ein solcher in gedrängter Kürze gehaltener Abriß ist auch die Behandlung der Markscheidekunde durch den Vertreter dieses Faches an der Bergakademie in Freiberg, Prof. Dr. E. Wandhoff, aufzufassen.

Es ist Tatsache, daß es in Deutschland, wo das untertägige Messungswesen nach der technischen und wirtschaftlichen Seite am weitesten entwickelt ist, kein neuzeitliches Lehr- oder Handbuch der Markscheidekunde gibt. Die Lehrbücher von Uhlich (erschienen 1901) und Brathuhn (4. Auflage, erschienen 1908) sind veraltet, übrigens auch völlig vergriffen, selbst gebraucht kaum aufzutreiben. Die rege Entwicklung der Methoden (z. B. Schachtlotung) und ihrer Hilfsmittel (Instrumente) in den beiden letzten Jahrzehnten ist also nur aus den Fachzeitschriften und einigen wenigen Einzeldarstellungen zu ersehen. Zwar kann die bestehende Lücke nur durch ein groß angelegtes Handbuch durch Zusammenarbeit mehrerer Fachleute ausgefüllt werden, aber die Zusammenfassung der Markscheidekunde, die E. Wandhoff hier bietet, gibt doch eine Abschlagszahlung, für die auch der Instrumentenkundige dankbar sein wird. Der Verf. hat sich mit Erfolg bemüht, der markscheiderischen Instrumentenkunde ihr Recht werden zu lassen und an vielen Stellen durch Fußnoten den Zusammenhang mit dem Fachschrifttum (Zeitschriften, bes. *Mitt. a. d. Markscheidewesen*) herzustellen.

Auf Einzelheiten kann hier nicht eingegangen werden. Es sei aber noch festgestellt, daß auch der vermessungstechnisch-markscheiderische Inhalt, die Anordnung und die Darstellung gut gelungen sind.

K. Lüdemann.

Nachdruck verboten.

Verantwortlich für die Redaktion: Oberregierungsrat Professor Dr. F. Göpel in Charlottenburg.
Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Kuratorium:

Prof. Dr. **E. Kohlschütter** in Potsdam, Vorsitzender, Prof. Dr. **R. Straubel** in Jena,
Prof. Dr. **F. Weidert** in Berlin-Zehlendorf, geschäftsführendes Mitglied.

Schriftleitung: Oberregierungsrat Prof. Dr. **F. Göpel** in Charlottenburg-Berlin.

XLVI. Jahrgang. **April 1926.** Viertes Heft.

Die Tätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt im Jahre 1925.

(Schluß von S. 120.)

Abteilung III.

Unterabteilung IIIa.

67. Zustandsgleichung der Gase[1].

Die Messung der Isothermen wurde noch für Neon und Wasserstoff bis — 183° durchgeführt und veröffentlicht, so daß jetzt Beobachtungen zwischen — 183° und + 400° bis 100 Atm. für die Gase Helium, Wasserstoff, Neon, Stickstoff, Argon vorliegen, ferner für das beschränkte Gebiet zwischen 0° und 200° für Luft und zwischen 0° und 100° für Sauerstoff (Anh. 1, Nr. 49).

Bei der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs wurde ferner die Isotherme des Heliums gemessen, wozu ein kleines eisernes Hochdruckgefäß von etwa 15 cm³ diente. Die Messungen besitzen nicht die wünschenswerte Genauigkeit, weil sich zeigte, daß die Gefäßwandung kapillare Räume enthielt, welche Teile des Gases bei der Kompression aufnahmen, diese aber bei der Entspannung erst allmählich wieder abgaben. Infolgedessen ließ sich die Menge des komprimierten Gases nicht mit Sicherheit messen. Die Beobachtungen werden mit einem neuen Gefäß wiederholt.

68. Gasthermometer[2].

Messungen des mittleren Ausdehnungs- und Spannungskoeffizienten von Neon zwischen 0 und 100° mit dem Gasthermometer ergaben in zwei besonderen Reihen

$$\alpha \cdot 10^7 = 36604 - 6\,p_0,$$
$$\beta \cdot 10^7 = 36604 + 7\,p_0,$$

wo p_0 den Druck am Eispunkt im m Quecksilber bedeutet. Der Grenzwert $\gamma \cdot 10^7 = 36604$ ist in Übereinstimmung mit dem Wert, der früher aus Messungen mit Helium, Wasserstoff und Stickstoff abgeleitet worden ist.

Um festzustellen, in welchem Grade die Werte der Spannungs- und Ausdehnungskoeffizienten durch Gasadsorption der Gefäßwandung beeinflußt werden, wurden ferner die Koeffizienten von Helium und Neon mit einem Gefäß von 300 cm³ Inhalt bestimmt, dessen innere Oberfläche durch Einfügen von Glasröhren gegenüber der Oberfläche eines normalen zylindrischen Gefäßes gleichen Volumens auf etwa das sechsfache vergrößert war. Es ergaben sich um 0,6 ‰ größere Werte, als sie mit Gefäßen normaler Oberfläche gemessen worden sind. Unter der Annahme, daß diese durch Gasabgabe bei 100° verursachte Änderung der Koeffizienten der Oberfläche proportional ist, wären die Koeffizienten, die mit Gefäßen normaler Oberfläche bestimmt worden sind, höchstens um 0,1 ‰ ihres Wertes größer als die wahren, ein Betrag, der in die Fehlergrenze fällt. Ein Einfluß des Druckes auf die Gasabgabe war in dem in Betracht kommenden Bereich von 700 bis 1400 mm Hg nicht merklich.

Ferner wurde bei den Drucken des Gasthermometers die Neigung der 0°-Isotherme für Neon gemessen und dabei die früher für Helium und Stickstoff angestellten Versuche wiederholt. Bei allen

[1]) Holborn, Otto.
[2]) Heuse.

drei Gasen wurde eine starke Abnahme der Neigung mit der Verringerung des Anfangsdrucks p_0 beobachtet. Während für $p_0 = 1{,}5$ m Quecksilber die Neigungen noch mit den Werten übereinstimmen, die aus den bis 100 Atm. mit dem Piezometer angestellten Versuchen gefolgert wurden, treten weiter abwärts ständig wachsende Unterschiede auf. Bei diesen Messungen wurde sowohl das Volumen des Thermometergefäßes, wie auch bei gleichgehaltenem Volumen durch Einführen von Glasröhren das Verhältnis von Oberfläche zu Volumen in weitem Maße variiert, ohne daß das Ergebnis geändert worden wäre. Um ein Beispiel zu geben, ist in der folgenden Tabelle $\varkappa_0 \cdot 10^5 = 10^5 \cdot d(pv)/(pv \cdot dp)$ für ein Volumenverhältnis $v_1/v_2 = 0{,}55$ in Abhängigkeit von p_0 dargestellt.

	p_0 m Hg	$\varkappa \cdot 10^5$
Neon	1,480	+ 59
	1,000	+ 25
	0,700	+ 9
Helium	1,464	+ 61
	0,964	+ 56
	0,750	+ 34
Stickstoff	1,491	— 60
	0,962	— 83
	0,659	— 117

69. Internationale Temperaturskale. Das *Bureau of Standards* hat nach Verhandlungen mit der *Reichsanstalt* und den andern nationalen Instituten an das *Bureau international* eingehende Vorschläge für die internationale Temperaturskala gesandt, welchen die *Reichsanstalt* zustimmen kann.

70. Messungen mit dem optischen Pyrometer[1]. Die Messungen für die Festlegung der optischen Temperaturskale wurden fortgesetzt. Die Vergleichung des Spektral- und des Farbglaspyrometers wurde außer im Rot ($\lambda = 0{,}656\ \mu$) auch im Grün ($\lambda = 0{,}545\ \mu$) durchgeführt, wobei ein grünes Gelatinefilter benutzt wurde. Für diese Untersuchung war die Durchlässigkeit der vier verwendeten Rauchgläser außer bei den beiden genannten Wellenlängen auch in deren Nachbarschaft zu bestimmen und die effektive Wellenlänge sowohl des Rot- als auch des Grünfilters in Abhängigkeit von der Farbtemperatur des Strahlers und der Spaltbreite zu berechnen. Ferner wurde untersucht, wie sich infolge der Verschiebung der effektiven Wellenlänge die Durchlässigkeit der Rauchgläser ändert, wenn man mehrere von ihnen hintereinander schaltet.

Die schwarze Temperatur des schmelzenden Platins ergab sich bei $\lambda = 0{,}656\ \mu$ zu 1561° und bei $\lambda = 0{,}545\ \mu$ zu 1603°. Für die schwarze Temperatur des positiven Lichtbogenkraters der A-Kohle von Gebr. Siemens wurde nahezu unabhängig von der Wellenlänge 3430° gefunden. Diese Beobachtungen sind veröffentlicht (Anh. 1, Nr. 48). Spätere Messungen am positiven Lichtbogenkrater der E-Kohle von Gebr. Siemens führten zu der Temperatur 3445°.

71. Optische Temperaturskale[2]. Von den Wolframlampen, welche die Osram-Gesellschaft zur Verfügung stellte, erwiesen sich bisher fünf zur Festlegung der optischen Temperaturskale geeignet. Über zwei von ihnen liegen erst seit kurzer Zeit je zwei Meßreihen vor. Bei drei älteren Lampen wurde während des letzten Jahres mehrfach die schwarze Temperatur s bei der Wellenlänge $\lambda = 0{,}656\ \mu$ als Funktion der Stromstärke bestimmt. Die Ergebnisse sind im folgenden zusammengestellt. Neben den Mittelwerten s_M sind die Unterschiede $s - s_M$ für die einzelnen Beobachtungstage angegeben; der Temperaturdifferenz Δt entspricht eine Änderung von 1% der spektralen Helligkeit bei der Wellenlänge $\lambda = 0{,}656\ \mu$.

Bandlampe P_8 (Dez. 1924 bis Dez. 1925).

Amp.	s_M	Δt	$s - s_M$							
			11. 12.	28. 1	14. 5	22. 6.	19. 9.	23. 10.	27. 11.	16. 12.
9,5	1097,0°	0,86°	+ 0,4°	— 0,1°	+ 1,2°	+ 0,8°	+ 0,2°	0,0°	— 2,2°	— 0,1°
11,9	1322,2	1,16	+ 1,0	0,0	+ 0,5	— 0,5	— 0,2	— 1,0	0,0	— 0,2
16,2	1639,6	1,68	+ 4,7	+ 1,4	+ 1,8	— 0,9	— 2,2	— 1,5	— 1,5	— 1,5
23,8	2106,8	2,58	+ 2,7	— 4,7	— 1,3	+ 1,5	+ 0,4	+ 1,0	+ 1,5	— 1,3

[1]) Henning, Heuse. [2]) Henning.

Drahtlampe D_3 (April bis Dez. 1925).

Amp.	s_M	Δt	$s - s_M$						
			28. 4.	13. 5.	13. 6.	17. 6.	21. 9.	23. 10.	8. 12.
9,0	941,7°	0,67°	+ 1,6°	— 2,0°	— 0,1°	— 0,4°	+ 0,5°	— 1,2°	+ 1,6°
11,0	1229,4	1,04	+ 0,9	+ 2,1	— 0,5	— 1,5	— 0,9	— 2,9	+ 1,8
15,0	1642,1	1,68	+ 1,5	+ 3,0	+ 1,9	+ 0,8	+ 0,8	— 4,7	— 2,9
21,0	2130,8	2,64	+ 0,4	+ 6,2	+ 2,2	+ 2,2	+ 1,0	— 5,3	— 6,5

Bandlampe B_1 (Sept. bis Dez. 1925).

Amp.	s_M	Δt	$s - s_M$		
			22. 9.	24. 10.	2. 12.
9,0	1153,3°	0,93°	0,0	— 1,0	+ 1,1
11,0	1358,8	1,22	— 0,7	— 0,4	+ 1,2
15,0	1696,6	1,77	— 1,3	— 0,9	+ 2,2
21,0	2127,8	2,64	— 2,9	— 1,2	+ 4,0

Die Konstanz der Lampe P_8 kann als befriedigend bezeichnet werden. Weitere Messungen müssen zeigen, ob die verhältnismäßig großen Änderungen von D_3 und B_1 fortdauern.

In der durch P_8 dargestellten Skale wurde die Temperatur des auf den Platinschmelzpunkt geheizten schwarzen Körpers zu 1773° gefunden.

Um die Konstanz der Pyrometerlampe außer bei der schwarzen Temperatur des freischmelzenden Platins auch am Goldschmelzpunkt auf einfache Weise prüfen zu können, wurde ein kleiner schwarzer Körper für eine Leistung von etwa 100 Watt bei 1100° gebaut, der aus einem elektrisch geheizten und mit einer Bohrung versehenen Nickelzylinder von 1 cm Durchmesser und 2,5 cm Länge besteht. In die Bohrung kann ein Porzellanröhrchen geschoben werden, das in seiner Mitte durch ein Goldplättchen verschließbar ist. Bei langsamer Heizung des Körpers wird die schwarze Temperatur im Augenblick des Goldschmelzpunktes, der sich durch die plötzlich freigegebene Durchsicht durch das Porzellanröhrchen kenntlich macht, bestimmt.

72. Durchlässigkeit des Jenaer Rotglases F 4512[1].

Die Durchlässigkeit eines 4 mm dicken Jenaer Rotglases F 4512 besitzt im kurzwelligen Rot einen bedeutenden Temperaturkoeffizienten. Er wurde für die Wellenlänge λ zwischen 0,656 und 0,545 μ (von 18 bis 100°) für Dicken d zwischen 0,025 und 0,4 cm untersucht. Die Messungen wurden an Stücken von quadratischem Querschnitt von 1 cm² Fläche ausgeführt. Die Ergebnisse, welche auch für die Wilsingsche Methode zur Temperaturbestimmung von Fixsternen Bedeutung haben, lassen sich unter der vorläufigen Annahme, daß das Reflexionsvermögen R nicht von der Temperatur t abhängt, durch die Beziehung

$$D = (1 - R)^2 \, e^{-d\,[a_{18} + \alpha\,(t - 18)]}$$

darstellen, deren Konstanten in der folgenden Tabelle enthalten sind.

λ	R	a_{18}	$\alpha \cdot 10^2$
0,545 μ	0,124	4,068	0,377
0,569	0,110	3,153	0,160
0,591	0,098	2,565	0,140
0,622	0,079	0,987	0,898
0,628	0,076	0,603	0,749
6,634	0,072	0,335	0,590
0,656	0,048	0,032	0,080

Der Temperaturkoeffizient α scheint für diejenigen Wellenlängen λ am größten zu sein, bei denen die Funktion $D = f(\lambda)$ (für 18°) einen Wendepunkt aufweist.

[1]) Henning.

Auf die effektive Wellenlänge der bei der optischen Pyrometrie verwendeten verhältnismäßig dicken Rotgläser hat die Durchlässigkeit unterhalb 0,63 μ nur geringen Einfluß. Dadurch erklärt es sich, daß sich der Temperaturkoeffizient der effektiven Wellenänge zu nur 0,00015 μ/Grad ergab.

73. Effektive Wellenlänge von Lichtfiltern[1]). Im Anschluß an ein von de Groot angegebenes spektrophotographisches Verfahren wurde eine einfachere Methode zur Bestimmung der effektiven Wellenlänge ausgearbeitet, die das sonst übliche Integrationsverfahren vermeidet und ohne Kenntnis der spektralen Empfindlichkeit des Auges zum Ziel führt. Zu diesem Zweck wurde das früher beschriebene Spektralpyrometer so abgeändert, daß durch Ein- oder Ausschalten eines totalreflektierenden Prismas sowohl der Strahler als auch die Pyrometerlampe abwechselnd bei einer bekannten Wellenlänge des spektral zerlegten Lichtes und bei der unbekannten effektiven Wellenlänge des Filters beobachtet werden konnten. Die Methode beruht darauf, daß bei ungleicher Farbtemperatur von Strahler und Glühfaden die beiden Einstellungen des Pyrometers nur dann gleiche Stromstärken der Pyrometerlampe ergeben, wenn die Wellenlänge der Spektralanordnung mit der effektiven Wellenlänge des Lichtfilters übereinstimmt. Strahler von geeigneter Farbtemperatur gewinnt man z. B. durch Projektion eines hochglühenden Wolframbandes auf einen Magnesiaschirm oder durch Färbung des Lichtes mit passend gewählten Filtern. Man kann auf diese Weise die effektiven Wellenlängen bis auf etwa 0,001 μ ermitteln. Bis auf diesen Betrag stimmten auch die nach dem neuen Verfahren gewonnenen effektiven Wellenlängen der verwendeten Rot- und Grünfilter mit dem Ergebnis des früher benutzten Integrationsverfahren überein.

74. Nela-Lampen[2]). Zur Aufklärung des im vorigen Bericht erwähnten Unterschieds zwischen den Temperaturmessungen der *Nela* und der *Reichsanstalt* übersandte die *Nela* zwei Proben ihres Rotfilters, deren effektive Wellenlänge nach den hiesigen Meßmethoden zu $\lambda = 0{,}654\ \mu$ für das Temperaturintervall $T = 1600^0$ bis $T = 2500^0$ abs. (eines schwarzen Strahlers) festgestellt wurde. Dieser Wert ist durch erneute Messungen der *Nela* bestätigt worden.

75. Schmelzpunkt von Zirkonoxyd und Hafniumoxyd[1]). Prof. G. von Hevesy übersandte für Schmelzpunktsbestimmungen einige Proben von reinem Zirkonoxyd und von Hafniumoxyd, das mit verschiedenen Mengen von Zirkonoxyd verunreinigt war. Die Messungen wurden an Substanzmengen von 0,1 g mittels des Mikropyrometers in den Räumen der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung ausgeführt, die in dankenswerter Weise einen bis 3000^0 verwendbaren Wolframofen zur Verfügung stellte. Es ergaben sich folgende Schmelztemperaturen:

ZrO_2 (rein)	$2687^0 \pm 20^0$ (7 Schmelzen)
0,51 HfO_2 + 0,49 ZrO_2	2753 ± 20^0 (2 Schmelzen)
0,93 HfO_2 + 0,07 ZrO_2	2799 ± 20^0 (3 Schmelzen)

Hiernach steigt die Schmelztemperatur der Proben etwa proportional mit dem Gehalt an HfO_2. Durch Extrapolation erhält man als Schmelztemperatur für

HfO_2 (rein) 2811 ± 25^0.

76. Temperaturmessung unterhalb — 253°[1]). Für Temperaturmessungen unterhalb des normalen Siedepunktes von Wasserstoff wurden Vorbereitungen getroffen, die sich auf Auswägung eines Gasthermometergefäßes, Bestimmung des schädlichen Volumens, Herstellung von mit Helium gefüllten Platinwiderstandsthermometern und die Füllung eines Wasserstofftensionsthermometers beziehen.

77. Altern von Gläsern[3]). Im Lichte der neueren Arbeiten über das Verhalten der Gläser bei hohen Temperaturen schien es wünschenswert, Versuche über das Altern der Thermometergläser anzustellen. Die gebräuchlichen Temperaturen und Zeiten für die Alterung sollen auf ihre Zweckmäßigkeit untersucht werden, wozu man zunächst die Ausdehnung von Kapillaren untersuchte, deren Abhängigkeit von der Höhe und der Dauer der Erwärmung gemessen wurde. Gleichzeitig wurde der Einfluß auf die Doppelbrechung der Gläser beobachtet.

78. Wärmeleitvermögen von Isolierstoffen[4]). Mit dem früher beschriebenen, durch zwei Hilfsheizkörper geschützten Apparat wurden systematische Versuche an einer keramischen Platte ausgeführt, die abwechselnd mit Paraffin oder mit Hochvakuum-Bitumen zwischen Heiz- und Kühlkörper eingekittet wurde.

---

[1]) Henning. [2]) Henning und Heuse.
[3]) Holborn, Otto. [4]) Jakob.

Der Temperaturabfall in den Kittschichten betrug bei Paraffin 2 bis 8 %, bei Bitumen 15 bis 17 % des gesamten Temperaturunterschiedes. Es war daher erforderlich, die Wärmeleitzahlen der Kittstoffe besonders zu bestimmen. Messungen an Bitumenplatten führten auf fast genau die gleiche Wärmeleitzahl, die an dem älteren, durch ein Vakuummantelgefäß isolierten Apparat gewonnen worden war, nämlich $0{,}00036_6$ (statt $0{,}00036_4$) CGS bei 20°. Als Temperaturkoeffizient zwischen 0 und 100° ergab sich + 0,0007. Die Wärmeleitzahl des Paraffins (Dichte 0,87; Schmelzpunkt 52°) war nur in dem älteren Apparat zu 0,00059 bei 14° bestimmt worden.

Bei Einsetzen dieser Werte führten die Messungen mit Paraffin- und Bitumenkittung bei 20° innerhalb $\pm$ ½ % auf die gleiche Wärmeleitzahl der untersuchten keramischen Platte. Bei 80 und 100° konnte nur mit Bitumenkittung gearbeitet werden. Die Ergebnisse verschiedener Messungen wichen dabei um $\pm$ 1 % voneinander ab. Messungen weit über 100° sind wegen der zu geringen Zähigkeit des Bitumenkittes noch nicht gelungen. Die Veröffentlichung der Arbeit steht bevor.

79. Wärmeleitvermögen von Eis[1]).

Da die Wärmeleitfähigkeit von Eis nur sehr unsicher bekannt ist, soll sie mit der nebenstehend abgebildeten (Fig. 7) Einrichtung gemessen werden. K_1 und K_2 sind Kupferplatten, die durch drei kleine Glasstückchen auseinandergehalten werden. Die obere Kupferplatte wird durch den elektrischen Heizkörper H_1 erwärmt, die untere durch flüssige Luft gekühlt, die durch das Vakuummantelrohr H zugeführt und bei N in dem Siluminzylinder C verdampft wird. M ist ein versilbertes Vakuummantelgefäß zur Verringerung der Wärmeverluste. Mit dieser Einrichtung lassen sich bei tiefen Temperaturen beliebige Temperaturgefälle zwischen K_1 und K_2 konstant erhalten.

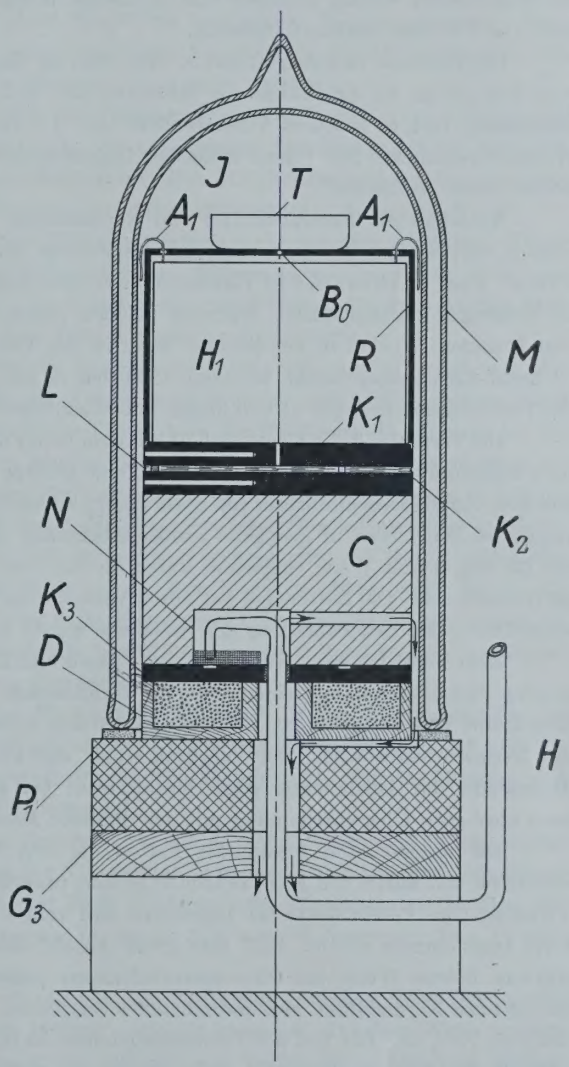


Fig. 7.

Zwischen K_1 und K_2 wurde Wasser eingefüllt und zum Gefrieren gebracht. Schwierigkeiten bereitete die plötzliche Volumenzunahme des unterkühlten Wassers beim schlagartig erfolgenden Gefrieren; doch gelang es schließlich, vollkommen durchsichtige homogene Eisplatten mit sauber bearbeiteten Rändern zu erhalten, an denen zunächst einige vorläufige Messungen ausgeführt wurden.

80. Wärmeleitvermögen von Metallen[1]).

Die Literaturangaben über die Wärmeleitfähigkeit von Metallen bei höheren Temperaturen weichen sehr stark voneinander ab, z. B. bei Aluminium in der Nähe von 600° um $\pm$ 50 %, ja es ist vielfach noch nicht einmal bekannt, ob der Temperaturkoeffizient der Wärmeleitfähigkeit positiv oder negativ ist. Deshalb wurde mit Unterstützung des Vereins deutscher Ingenieure die Untersuchung der Wärmeleitfähigkeit von Metallen bei Temperaturen bis 500° nach der Methode von F. Kohlrausch in Angriff genommen. Als Thermostat dient ein Aluminiumzylinder von 59 cm Länge und 10 cm Durchmesser, der außen mit einer elektrischen Heizung versehen ist und in einer 2,5 cm

[1]) Jakob, Erk.

weiten Bohrung die Versuchsstäbe samt der Stromzuführung und den Drähten für Temperatur- und Spannungsmessung aufnimmt. Der Thermostat ist fertig, einige Teile der Versuchseinrichtung müssen noch hergestellt werden.

Bei den Vorarbeiten für diese Untersuchung wurde auch das Despretzsche Verfahren für Stäbe einer eingehenden Kritik unterzogen. Eine private Veröffentlichung hierüber befindet sich im Druck.

81. Wärmeübergang bei Kondensation von Satt- und Heißdampf[1]).

Die bisher allgemein gebräuchliche Annahme, daß der Wärmeübergang von Sattdampf an eine Wand größer sei als derjenige von Heißdampf, wurde neuerdings in der Literatur angefochten. Auf Anregung des Vereins deutscher Ingenieure wurden Versuche zur Klärung dieser Frage in Angriff genommen.

Der in einem kleinen auf einer Dezimalwage stehenden Dampfkessel erzeugte Dampf von Atmosphärendruck wurde in einem chemischen Verbrennungsofen auf 110 bis 250° überhitzt und dann in einem Gleichstromkühler kondensiert. Menge und Temperatur des Dampfes, des Kondensats und des Kühlwassers wurden gemessen und daraus die Wärmebilanz und die Wärmeübergangszahl berechnet. Die Versuche werden fortgesetzt.

82. Verdampfungswärme des Wassers bei höheren Drucken[1]).

Die Versuche zwischen 10 und 20 Atm. sind im Gange. Die bisherigen Messungen schließen sich zum Teil gut an die Ergebnisse von Henning an. Jedoch ist die Versuchsführung noch nicht völlig zuverlässig, und es kommen Versuchswerte vor, die um einige Prozent von den wahrscheinlichsten Werten abweichen. Der Verein deutscher Ingenieure unterstützt die Untersuchung in dankenswerter Weise durch Geldmittel.

83. Messung großer Gasmengen[1]).

Nachdem die Durchflußziffer von Normaldüsen aus dem Druckabfall in glatten Rohren bestimmt war, wurden mit Unterstützung des Vereins deutscher Ingenieure und der Röchlingschen Eisen- und Stahlwerke in Völklingen a. d. Saar Luftmengenmessungen in ganz großem Maßstabe in Völklingen durchgeführt. Während bei den ersten Versuchen in der Reichsanstalt Luftmengen von höchstens 30 cbm in der Stunde, dann in der Ventilatorenfabrik von Danneberg & Quandt in Berlin-Lichtenberg solche bis etwa 1800 cbm in der Stunde zur Verfügung standen, ermöglichten die Versuchseinrichtungen in Völklingen mit stündlichen Luftmengen bis über 10000 cbm zu arbeiten.

Die Versuche, die in Gemeinschaft mit dem Leiter der Völklinger Wärmestelle Dr.-Ing. Kretzschmer ausgeführt wurden, hatten den Zweck, eine größere Anzahl von Normaldüsen miteinander zu vergleichen und die Durchflußziffer von Stauröndern zu bestimmen. Die zu vergleichenden Düsen und Stauränder wurden hierzu in genügend großen Abständen in bis über 60 m lange Rohrleitungen von 600 bis 125 mm lichter Weite eingebaut, durch die ein von einem Zentrifugalgebläse erzeugter Luftstrom getrieben wurde. Die Luftmenge war durch Veränderung der Drehzahl des Gebläses und durch Drosseln einstellbar. Der Druckabfall an der Staustelle wurde durch Flüssigkeitsdifferenzmesser bestimmt.

Zum Vergleich kamen die zwei von Jakob und Erk früher aus dem Druckabfall in Rohren geeichten Normaldüsen mit einem engsten Durchmesser von 140 und 200 mm, ferner in Völklingen hergestellte Düsen von 50, 70, 120, 160 und 200 mm lichter Weite, deren Profil zum Teil etwas von dem der Normaldüsen abwich. Der Vergleich ergab, daß kleine Profiländerungen, insbesondere nahe dem Düsenende, die Ausflußziffer stark beeinflussen; bei genauer Einhaltung des Normalprofils erhielt man aber gute Übereinstimmung mit den Berliner Messungen.

Die untersuchten Stauränder hatten die von Brandis vorgeschlagene ringförmige Druckentnahme und waren von Kretzschmer in eine praktische Form gebracht worden, die im Verlauf der Versuche vom Verein deutscher Ingenieure und vom Verein deutscher Eisenhüttenleute als Normalform angenommen wurde. Eine sehr große Anzahl dieser Stauränder wurde in Rohren von 125 bis 600 mm lichter Weite bei Öffnungsverhältnissen (engster Querschnitt: Rohrquerschnitt) von 0,05 bis 0,85 mit Normaldüsen und untereinander verglichen. Die Durchflußziffer nimmt in diesem Bereich um über 70 % zu. Ein Teil der Versuchsergebnisse ist in vorläufiger Form in den neu herausgegebenen „Regeln für Leistungsversuche an Ventilatoren und Kompressoren“ (VDI-Verlag, Berlin) veröffentlicht worden. Nach den neusten Messungen scheint die Ausflußziffer vom Rohrdurchmesser nicht unabhängig zu sein. Die Auswertung der zahlreichen Versuche ist aber noch nicht beendigt.

---

[1]) Jakob.

[2]) Jakob, Erk.

Ein in Völklingen angestellter Versuch, die strömenden Mengen mit Staurohren, die von der Aerodynamischen Versuchsanstalt in Göttingen freundlichst zur Verfügung gestellt waren, absolut zu bestimmen, führte nicht zum Ziele, da die Messungen an der Rohrwand nicht genau genug waren und Querströmungen störten.

84. Preßluftmesser[1]).

Von den Askaniawerken in Berlin-Friedenau wurde ein Gerät zur Messung des Verbrauches von Druckluft eingereicht, das auf einer Kombination verschiedener Stauränder beruht. Durch diese wird von dem Betriebsstrom ein stets proportionaler Teilstrom abgezweigt, der dann auf Atmosphärendruck entspannt und gemessen wird. Die Messungen sind bis 5 Atm. Betriebsdruck durchgeführt und werden bis 8 Atm. ausgedehnt.

85. Absolute Zähigkeit von Flüssigkeiten[2]).

Das für höhere Temperaturen (bis 150°) bestimmte Viskosimeter nach dem Prinzip von Couette ist fertiggestellt und bis 80° erprobt. Die Ausführung der Arbeit wurde verzögert durch die Schwierigkeit, die Glasscheiben des 80 l fassenden Temperaturbades abzudichten.

86. Normalflüssigkeiten für Zähigkeitsmesser[2]).

An dem Viskosimeter für höhere Temperatur wurde die Zähigkeit von Anilin aus einer neuen Lieferung zwischen 0 und 80° gemessen und gleich den früher bestimmten Werten gefunden. Eines der im Vorjahr untersuchten Weißöle wurde nach einjähriger Lagerung nachmals untersucht. Die Zähigkeit hatte sich innerhalb der Grenzen der Meßgenauigkeit nicht geändert.

87. Technische Zähigkeitsmesser[2]).

Nach den Angaben der *Reichsanstalt* wurde das Temperaturbad des Vogel-Ossag-Zähigkeitsmessers abgeändert und eine Vorrichtung angebracht, die eine genaue Einstellung des für den wirksamen Druck maßgebenden Flüssigkeitsspiegels gewährleistet. Der Zähigkeitsmesser wurde zur laufenden Prüfung zugelassen und die Prüfungsbestimmungen dafür veröffentlicht (Anhang 1 Nr. 6).

Die Untersuchung eines Lawaczeckschen Zähigkeitsmessers steht vor dem Abschluß. Dieser Apparat benutzt die Fallgeschwindigkeit zylindrischer, durch Führungsköpfe in einem Rohr zentrierter Körper zur Ermittelung der Zähigkeit. Bei Zimmertemperatur besitzt der Apparat eine Meßgenauigkeit von etwa $\pm 2\,\%$, die den technischen Anforderungen genügen dürfte.

88. Wasserstoffverflüssigung[3]).

Die Wasserstoffverflüssigungsanlage hat im Berichtjahre völlig störungsfrei gearbeitet. Sie konnte noch mehr ausgenutzt werden, seitdem die *Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft* Mittel zur Verfügung stellte, damit auch auswärtige deutsche Physiker an der Reichsanstalt Versuche bei der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs ausführen können. Mit Hilfe dieses Fonds ist unter anderem ein Drehstrommotor nebst Zubehör zum Antrieb der Verflüssigungsanlage angeschafft worden, so daß die Akkumulatorenbatterien entlastet wurden, mit denen der bisher benutzte Gleichstrommotor betrieben wurde. Sodann konnte flüssige Luft nunmehr auch in größeren Mengen von den Markt- und Kühlhallen gekauft werden, so daß man nicht mehr allein auf die vom Borsigwalder Werk der Gesellschaft Linde kostenlos zur Verfügung gestellte, aber nicht immer erhältliche flüssige Luft angewiesen ist. Ferner wird seit dem 1. Oktober aus dem Fonds die Vergütung für einen Betriebsleiter bestritten, der die Arbeiten für die Wasserstoffverflüssigung übernommen hat.

Es wurden im Berichtsjahre 278 l flüssigen Wasserstoffs hergestellt, davon dienten 54 l für die Neon-Helium-Trennung, 89 l für die Heliumverflüssigung, 11 l für Widerstandsmessungen, 46 l für die Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit und Thermokraft von Einkristallen, 31 l für die Messung von Isothermen des Heliums, 46 l für lichtelektrische Messungen.

Von auswärtigen Physikern arbeiteten im Berichtsjahre mit flüssigem Wasserstoff in der *Reichsanstalt*: Dr. Lenz vom Physikalischen Institut der Universität München als freiwilliger Mitarbeiter vom 18. August bis 23. Dezember, Prof. Pohl und Prof. Gudden vom Physikalischen Institut der Universität Göttingen als wissenschaftliche Gäste vom 14. bis 25. Juli, vom 19. November bis 5. Dezember und vom 14. bis 19. Dezember 1925.

89. Heliumverflüssigung[3]).

Die Trennung des von der Gesellschaft Linde zur Verfügung gestellten Neon-Helium-Gemisches wurde fortgesetzt und das abgeschiedene Helium nochmals gereinigt. Auf diese Weise wurden etwa 700 l von diesem Gase gewonnen, mit denen die Versuche zur Verflüssigung begonnen werden konnten. Am 7. März glückte es, etwa 200 ccm flüssiges Helium zu erhalten, womit die Heliumverflüssigung in Deutschland zum erstenmal durchgeführt war (Anhang 1, Nr. 50 u. 51). Bei dieser ersten

---

[1]) Jakob, Erk. [2]) Erk.
[3]) Meißner.

Verflüssigung wurden schon einige Widerstandsmessungen, auch bei stark vermindertem Dampfdruck des Heliums, vorgenommen. Die Temperatur wurde mit einem Heliumthermometer von etwa 250 mm Hg Eispunktdruck gemessen und die Menge des verflüssigten Heliums aus der Verringerung des Gasometerinhalts erschlossen.

Für die weiteren Messungen mit flüssigem Helium wurden in den Verflüssigungsapparat ein Heliumdampfdruckthermometer und bald auch ein Schwimmer zur Anzeige des Standes des flüssigen Heliums eingebaut. Dieser Schwimmer wurde später so umgeändert, daß er gleichzeitig als kräftiger, magnetisch betriebener Rührer benutzt werden kann. Es zeigte sich nämlich, daß ohne kräftiges Rühren im flüssigen Helium beim Steigen der Temperatur Unterschiede von über 1° auftreten. Auch am Heliumkompressor und anderen Teilen der Heliumverflüssigungsanlage wurden noch Verbesserungen angebracht.

Die Betriebsergebnisse mit der Verflüssigungsanlage sind folgende: 12 l flüssigen Wasserstoffs und einige Liter flüssige Luft (beides zur Verkühlung) genügen, um das 400 cm³ fassende, im Innern des Verflüssigers befindliche Gefäß mit flüssigem Helium etwa 3 Stunden lang gefüllt zu erhalten. Dabei sind die Verluste eingerechnet, die entstehen, wenn man das Helium unter stark vermindertem Druck sieden läßt. Es wurden bis jetzt Dampfdrucke bis herab zu 7,3 mm Hg, entsprechend einer Temperatur von etwa 1,6° abs. erzielt.

Bei einem Kompressionsdruck von 35 Atm., einer Kompressoransaugleistung von 10 m³/Stunde und Vorkühlung mit flüssigem Wasserstoff von etwa 15° abs. werden nach Beginn der Verflüssigung etwa 300 cm³ flüssiges Helium in 6 Min. gebildet. Von dem in den Verflüssiger eintretenden Gas werden hiernach etwa $^2/_{10}$ verflüssigt, während nach dem Gesetz der korrespondierenden Zustände, falls man von Luft ausgeht, als verflüssigter Bruchteil nur etwa 0,06 zu erwarten wäre. Berechnet man den verflüssigten Bruchteil nach den neuesten von Einstein und Planck aufgestellten Gleichungen für entartete, ideale Gase — nach ersterer unter der zusätzlichen Annahme, daß die Nullpunktsenergie 0 ist —, so erhält man übereinstimmend für ihn den Wert 0,03. Die Quantelung der Translationsenergie reicht also nicht aus, um das günstige Betriebsergebnis zu erklären. Die Quantelung der von den Van der Waalsschen Kräften herrührenden Energie ist bisher noch nicht durchgeführt, so daß sich noch nicht sagen läßt, ob die starke Abweichung vom Gesetz der korrespondierenden Zustände, welche sich bei der Heliumverflüssigung zeigt, auf Quanteneffekten beruht oder auf andere Ursachen zurückzuführen ist (Anhang 1, Nr. 50).

Unterabteilung IIIb.

90. Übersicht über die Prüfungen[1]).

Im Jahre 1925 wurden folgende Gegenstände geprüft:

I. Ausdehnungsthermometer.

1220	(1389)	feine Thermometer mit Korrektionsangaben in 0,01°, geprüft in Temperaturen bis 100°, hiervon 270 (283) Kalorimeterthermometer,
2219	(1647)	Thermometer mit Korrektionsangaben in 0,1°, geprüft in Temperaturen bis 100°,
71	(31)	Siedethermometer für Höhenmessungen,
305	(198)	Beckmannsche Thermometer,
371	(148)	Tiefseethermometer,
2602	(2718)	hochgradige Thermometer, z. T. geprüft in Temperaturen bis 700°,
97	(73)	tiefgradige Thermometer, darunter 30 (34) Pentanthermometer für Temperaturen bis — 190°,
zusammen 6885	(6204)	Thermometer.

Ferner:

618947 (314958) Fieberthermometer.

[1]) Scheel, Grützmacher, Jakob, Hoffmann, Moeller, Ebert, Erk.

II. Elektrische und optische Thermometer.

17	(14)	Widerstandsthermometer,
2	(1)	Meßeinrichtungen für Widerstandsthermometer,
106	(242)	Thermoelemente, darunter 88 (169) aus Platin-Platinrhodium, 2 (34) Konstantan-Silber, 6 (1) Konstantan-Kupfer, 5 (21) Konstantan-Eisen, 5 (13) Nickel-Chromnickel,
11	(29)	Millivoltmeter für thermoelektrische Zwecke,
1	(0)	Probe Platindraht, Bestimmung des Temperaturkoeffizienten,
3	(0)	Drahtproben unbekannter Metalle, Bestimmung des Temperaturkoeffizienten,
1	(0)	Probe Konstantandraht, Bestimmung des Schmelzpunktes und Temperaturkoeffizienten,
1	(0)	Probe Feingolddraht, Bestimmung des Schmelzpunktes,
2	(0)	Brennerrohre von einer Lötlampe, Bestimmung des Schmelzpunktes,
16	(6)	Wannersche Pyrometer, zum Teil mit mehreren Meßbereichen,
30	(37)	Pyrometerlampen für das Holborn-Kurlbaumsche Pyrometer,
5	(1)	Glühfadenpyrometer nach Holborn-Kurlbaum,
7	(33)	Rauchgläser,
1	(1)	Glühfadenpyrometer nach Holborn-Kurlbaum mit 2 Lampen, 1 Rauchglas, 1 Reflexionsprisma und 1 Milliamperemeter.
zusammen 203	(364)	Apparate.

III. Instrumente für Druckmessung.

11	(8)	Quecksilber-Barometer,
112	(41)	Aneroid-Barometer,
132	(27)	Manometer für Messungen bis 1000 kg/cm²,
2	(1)	Vakuummeter,
1	(0)	Autoklave auf 200 kg/cm²,
1	(0)	Syphon auf Druck untersucht,
212	(126)	Tiefseethermometer mit geschlossenem Schutzrohr bis 900 kg/cm².
39	(0)	Tiefseethermometer mit offenem Schutzrohr bis 500 kg/cm².
zusammen 510	(203)	Druckinstrumente.

IV. Apparate zur Untersuchung des Erdöls.

67	(42)	Petroleumprober,
17	(12)	Flammpunktsprober,
360	(243)	Zähigkeitsmesser, darunter 203 (157) nach Ubbelohde, 12 (10) für höhere Temperaturen, 20 (25) mit Zehntelgefäß, sowie 4 (2) vierfache und 7 (1) zweifache,
4	(0)	Zähigkeitsmesser nach Vogel-Ossag,
12	(0)	Kapillaren,
4	(1)	Siedeapparate für Mineralöle,
zusammen 464	(298)	Apparate für Erdöle.

V. Sonstiges.

6	(1)	Thermographen,
6	(0)	Hygrographen,
6	(9)	Proben auf spezifische Wärme,
27	(25)	Verbrennungskalorimeter (Bestimmung des Wasserwertes auf elektrischem Wege),
1	(0)	Kohlenprobe auf Heizwert,
1	(9)	Gaskocher,

9	(19)	Stoffe auf Ausdehnung zwischen 0 und 800°,
2	(2)	Glassorten auf thermometrische Eignung,
1	(0)	Steinpappe auf Wärmeleitung,
2	(1)	Abschmelzen eines Thermometers unter Druck,
2	(0)	Ölproben auf Entflammbarkeit,
1	(0)	Ölprobe auf Zähigkeit und spezifisches Gewicht,
1	(0)	Strömungsmesser für Preßluftwerkzeuge (Preßluftmesser),
8	(11)	Posten = 291 (371) Legierungsringe für Schwartzkopffsche Dampfkessel-Sicherungsapparate,
3	(0)	gebührenpflichtige Auskünfte.
zusammen 76	(104)	Gegenstände.

Die Prüfungsgebühren beliefen sich auf 109459 RM.

Die Prüfungen von nichtärztlichen Thermometern haben gegen das Vorjahr um etwa 10% zugenommen, wobei außerdem die in großer Zahl eingelieferten Kalorimeter-, Beckmannschen und Tiefseethermometer mit sehr genauen Korrektionsangaben einen erheblichen Arbeitsaufwand erforderten. In dieser Hinsicht verdient auch hervorgehoben zu werden, daß die deutsche Südatlantische Tiefsee-Expedition für die Prüfung ihrer Umkippthermometer, welche auf Temperatur und Druckkoeffizienten (zur Messung der Meerestiefen bis 8000 m) zu untersuchen waren, die größte Genauigkeit beanspruchte. Wegen dieser hohen Anforderungen und infolge der Verminderung des Personals konnten die Prüfungsaufträge manchmal leider erst in 8 Wochen erledigt werden.

91. Quecksilberthermometer.

a) Allgemeines.

Von den 6885 (6204) nichtärztlichen Thermometern entsprachen 548 (491) nicht den Prüfungsbestimmungen, 20 (28) gingen beschädigt ein, 76 (58) — einschließlich 50 (28) Stück freiwillig gesprungener Instrumente — wurden bei der Prüfung beschädigt; im ganzen mußten 644 (577) Thermometer, d. h. etwa 9,3% (9,3%) aller eingereichten nichtärztlichen Thermometer als unzulässig zurückgewiesen werden.

b) Arbeitsnormale[1]).

Von den Normalthermometern bis 100° wurden 6 Siedethermometer und 2 Kalorimeterthermometer einer Nachprüfung unterzogen. Die Kontrolle ergab vollständige Übereinstimmung der Angaben mit den z. Z. gültigen Tabellenwerten, mit Ausnahme von 2 Instrumenten, deren Kontrolle durch Beschädigung nötig geworden war. Für die Thermometer wurden neue Tabellen aufgestellt. Außerdem wurden die verschiedenen Serien der Fieberthermometer-Normale mehrfach kontrolliert, wobei sich immer wieder ergab, daß die längere Zeit in Ruhe befindlichen Instrumente ihren Stand nicht änderten oder sogar etwas anstiegen, daß aber die in Gebrauch genommenen dauernd einen kleinen Abstieg ihrer Angaben aufwiesen. Diese Erscheinung wurde auch an einigen von den Prüfämtern zur Nachprüfung eingesandten Normalthermometern beobachtet. Die hochgradigen Normale wurden ebenfalls einer durchgreifenden Revision unterzogen, indem 10 ältere, 8 reparierte und 4 neue Instrumente durch ausgedehnte Vergleichungen an das Platinthermometer angeschlossen wurden.

c) Fieberthermometer[2]).

Der gegen Ende des Jahres 1924 sich belebende Eingang von Fieberthermometern hat sich im Laufe des letzten Jahres auf ansehnlicher Höhe gehalten. Zur Zeit sind 17 Laborantinnen mit den Prüfarbeiten beschäftigt. Die Vereinfachung des Prüfbetriebes ermöglichte eine Abfertigung von etwa 2000 Stück täglich. Dazu kamen systematische Untersuchungen an Fieberthermometern, die die *Reichsanstalt* als technische Aufsichtsbehörde zwecks grundsätzlicher Entscheidungen und zur Klärung besonderer Fälle ausführen mußte.

92. Thermometerprüfanstalten unter der technischen Aufsicht der Reichsanstalt[3]).

Beim *Thür. Landesamt für Maß und Gewicht* wurden zur Prüfung eingereicht: 1925 (1208), davon zulässig 1766 (1043) Laboratoriumsthermometer bis 100°; 1332 (1058) Laboratoriumsthermometer bis 550°; 1815 (675) meteorologische; 840 (328) gewerbliche Thermometer und 298 (181) Thermometer für den häuslichen Gebrauch; insgesamt 6210 (3450) Instrumente. Künstlich gealtert wurden 950 (1371) Thermometer.

---

[1]) Grützmacher, Moeller.
[2]) Scheel, Ebert. [3]) Scheel.

		Phys.-Techn. Reichsanstalt	Thür. Landesamt für Maß und Gewicht	Anhalt. Staatsprüf-amt	Summe
Eingelieferte Fieber-thermometer	gewöhnliche	—	14044	—	14044
	Maximum	39533	1079282	8544	1127359
	Minuten-Maximum .	579414	3658774	924672	5162860
	Einschlußthermometer	511704	4026920	928324	5466948
	Stabthermometer . .	107243	725180	4892	837315
Insgesamt		618947	4752100	933216	6304263
davon zulässig	mit Stempel . .	581616	4159095	899279	5639990
	ohne „	427	224306	—	224733
davon unzulässig (Prozent)		5,8	7,6	3,6	6,9

Die Tätigkeit des *Thür. Landesamt für Maß und Gewicht* und des *Anhaltischen Staatsprüfamtes* in bezug auf die Prüfung von Fieberthermometern ist aus vorstehender Tabelle zu ersehen, in welcher auch die entsprechenden Zahlen für die Reichsanstalt aufgeführt sind.

93. Hochvakuummessungen[1]).

Es sind 2 Modelle von Hochvakuumpumpen eingehender untersucht, dasjenige der Firma Pfeiffer, Wetzlar, welches unter anderen Bedingungen im Vorjahre bereits auf Saugleistung geprüft war, und das große Aggregat der Firma „Date“ in Hamburg.

Zur Messung niedriger Drucke diente die Elektronenröhre. Leider ergab sich, daß eine einmal ausgeführte Eichung der Röhre auf spätere Messungen nicht angewendet werden konnte, insbesondere nicht, wenn eine neue Evakuierung vorgenommen werden mußte. Es wurde deshalb die Eichung in jedem einzelnen Falle wiederholt, indem bei Senkung des Druckes ein angeschaltetes Mc Leodsches Manometer bis zur Grenze seines Meßbereiches mitbeobachtet und aus dem Verlauf der Angaben beider Instrumente auf das Verhalten der Elektronenröhre bei noch niedrigeren Drucken bis etwa 10^{-8} mm Quecksilber extrapoliert wurde.

Die Prüfung des Dateschen Vakuummeters ist noch nicht abgeschlossen.

94. Ausdehnung von Glimmer[1]).

Die bisher unbekannte Ausdehnung des Glimmers ist zwischen 20 und 100° am reinsten Ruby-Glimmer nach der Rohrmethode relativ zu Quarzglas bestimmt. Dazu diente als Ersatz für den sonst üblichen Stab ein aus dem Glimmervorrat hergerichtetes Kreuz von der Form, wie sie für den Gebrauch von Widerstandsthermometern üblich ist.

Die Ausdehnung dieses Glimmerkreuzes gegen Quarzglas wurde zwischen 20 und 100° zu 0,685 mm/m oder unter Berücksichtigung der Ausdehnung des Quarzglases im gleichen Intervall zu 0,728 mm/m gefunden. Daraus berechnet sich der lineare Ausdehnungskoeffizient des Glimmers zwischen 20 und 100° zu $9{,}1 \cdot 10^{-6}$ für 1° Temperaturerhöhung.

95. Bestimmung des Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes und des Schmelzpunktes[2]).

Auf Antrag ist von 5 Drahtproben z. T. bis 800° der Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstandes bestimmt, teils — z. B. bei Platindraht — um die Reinheit des Materials festzustellen, teils um die Brauchbarkeit zum Bau für elektrische Widerstände nachzuweisen. Da bei den unedlen Metallen ein Oxydieren vermieden werden mußte, sind die aus ihnen hergestellten Spulen in ein Porzellanrohr eingebaut, das evakuiert wurde.

An 3 anderen Proben ist der Schmelzpunkt entweder nach der Tiegel- oder nach der Drahtmethode bestimmt. Diese Arbeiten sind, ebenso wie alle Untersuchungen und Prüfungen auf dem Gebiete der optischen Pyrometrie, die eine konstante Temperatur oder einen konstanten Temperaturgang verlangen, dadurch erschwert, daß für sie nur eine einzige Maschine zur Verfügung steht, die von mehreren, bisweilen von 5 Laboratorien gleichzeitig beansprucht wird.

96. Thermoelemente[2]).

Die Hauptnormale XVII bis XX sind durch neue (XXV bis XXVIII) ersetzt, welche durch Vergleichung an die bisherigen Hauptnormale angeschlossen und durch Schmelzversuche am Goldschmelzpunkt, und oberhalb dieses bis 1400° mit einem Königschen Spektralphotometer in der ge-

[1]) Ebert.
[2]) Scheel, Ebert.

setzlichen Skale geeicht wurden. An den Schmelzpunkten unterhalb 1063° müssen diese Normale noch bestimmt werden.

97. Grundlagen der Psychrometrie[1]).

Einem mehrfachen Wunsche aus industriellen Kreisen entsprechend werden die Grundlagen der Psychrometrie eingehend geprüft mit dem Ziele, die bisher bestehenden Tabellen bis zu Temperaturen von 150° zu erweitern. Zunächst sind die beiden gebräuchlichen Instrumente — das Aßmannsche Aspirations- und das Dufoursche Kondensations-Psychrometer, beide von der Firma R. Fueß zur Verfügung gestellt, — für die Untersuchungen gewählt. Sie werden mit einem Absorptions-Psychrometer verglichen.

Aus der allgemeinen Theorie (August, Gramberg) sind ohne vereinfachende Annahmen Tabellen berechnet, die einmal für einen Totaldruck von 760 mm, dann für einen Partialdruck der Luft von 760 mm Quecksilbersäule gelten. Als drittes Beispiel wurde ein niedrigerer Druck, und zwar 355 mm Hg (Sättigungsdruck des Wasserdampfes bei 80°) gewählt. Die beiden ersten Tabellen sind bis 150°, die letzte bis 130° durchgeführt. Eine experimentelle Prüfung dieser Tabellen ist im Gange. Bei Zimmertemperatur sind die Untersuchungen bei Feuchtigkeiten von 20 bis 40 % abgeschlossen. Eine Vergleichung der ersten Tabelle (Totaldruck 760 mm) mit der nach der Sprungschen Formel aufgestellten Tabelle des *Meteorologischen Instituts* ergab eine Übereinstimmung innerhalb 2 %.

98. Gesamthelligkeit des Schwarzen Körpers[2]).

Die Beobachtungen über die Gesamthelligkeit des schwarzen Strahlers beim Platin- und Palladium-Schmelzpunkt sind abgeschlossen. Das Hauptziel der Arbeit: durch eine Vergleichung verschiedener schwarzer Strahler bei diesen Fixpunkten ein Urteil darüber zu gewinnen, bis zu welchem Genauigkeitsgrade die Strahlung reproduzierbar ist, um beurteilen zu können, ob sich darauf eine Lichteinheit gründen lassen würde, ist im wesentlichen erreicht. Es hat sich gezeigt, daß in den benutzten Schwarzen Körpern sowohl die Temperatur des Palladium-, wie die des Platinschmelzpunktes stets so genau einzustellen und längere Zeit hindurch konstant zu erhalten ist, daß die Gesamthelligkeit mit einer größeren Genauigkeit als etwa ± 1 % festgelegt werden kann. Der mittlere Fehler einer Messung betrug bei den einzelnen Meßreihen etwa ± 0,5 %. Zur Beurteilung dieser Genauigkeit ist zu bedenken, daß in das Ergebnis sowohl die Fehler der Schmelzpunktbestimmung, der thermoelektrischen Messung und der Schwärze des Körpers, sowie die der photometrischen Messung vor dem Schwarzen Körper und bei der Eichung mit den Normalen eingehen. Eine genaue Abwägung der einzelnen Fehler läßt erwarten, daß die erzielte Genauigkeit unter Benutzung der bisherigen Erfahrungen noch erhöht werden kann.

Über die Methode sei nur kurz wiederholt, daß beim Palladium-Schmelzpunkt 3 Öfen benutzt wurden: einer mit Platinfolie auf einem Rohr aus Marquardtscher Masse, ein zweiter mit einem Platiniridium- und endlich ein dritter mit einem Iridium-Heizrohr. Beim Platinschmelzpunkt konnte nur der Iridiumofen benutzt werden.

Das Ergebnis der Messungen ist in folgender Tabelle wiedergegeben:

Die Helligkeit des Schwarzen Körpers betrug:

I. Beim Palladium-Schmelzpunkt.

Gemessen am			Mittlerer Fehler der einzelnen Meßreihe
1. Iridium-Ofen	(14 Meßreihen)	15,66 HK/cm²	± 0,6 %
2. Platiniridium-Ofen	(11 „)	15,57	0,5
3. Platin-Ofen	(10 „)	15,65	0,4
4. Iridium-Ofen	(22 „)	15,71	0,4
5. Platin-Ofen	(10 „)	15,69	0,5
		Mittel 15,66	

II. Beim Platin-Schmelzpunkt.

am Iridium-Ofen	(22 Meßreihen)	65,24 HK/cm²	± 0,5 %

Von diesen Beobachtungen sind die der Reihe I, 2 weniger zuverlässig, weil im Platiniridiumofen die Helligkeitsverteilung sehr mangelhaft und die thermoelektrische Messung mit großen Schwierig-

[1]) Ebert. [2]) Brodhun, Hoffmann.

keiten verknüpft war. Bei allen oben angeführten Messungen ist die als besonders vorteilhaft erkannte Anordnung benutzt worden, bei der ein kleiner Hohlraum konzentrisch in einem größeren lag. Einfachere Anordnungen, die sich mehr der des Lummer-Kurlbaumschen Strahlers mit freiliegendem Thermoelement annäherten, ergeben zwar eine größere Streuung der Einzelwerte, im Mittel aber keine wesentliche davon abweichende Helligkeit. Von diesen Meßreihen sei als Beispiel das Ergebnis einer besonders gut geglückten Gruppe, beim Palladium-Schmelzpunkt, mitgeteilt. Es wurde gefunden:

am Platin-Ofen (14 Meßreihen) 15,70 HK/cm^2 $\pm$ 0,6% mit freiliegendem Thermoelement.

Für die Gesamthelligkeit beim Platinschmelzpunkt ist von Ives (1924) der Wert 55,40 cdl/cm^2 gefunden worden, der unter Anwendung des Umrechnungsfaktors 1,11 in der deutschen Einheit 61,5 HK/cm^2 ist. Der von uns gemessene Wert ist also um etwa 6% höher. Es muß dahingestellt bleiben, worauf diese Differenz zurückzuführen ist. Möglicherweise ist sie der Verschiedenheit der Methode zuzuschreiben. Ives schmilzt zylindrische mit Schlitz versehene Platinbleche durch. Es ist nach den Vergleichungen von Kohlefadenlampen aus dem *Bureau of Standards* mit den Normalen der *Reichsanstalt* im Jahre 1924 (Tätigkeitsber. für 1924, S. 45) nicht wahrscheinlich, daß die Unsicherheit des benutzten Umrechnungsfaktors (1,11) für die Einheiten der Lichtstärke einen wesentlichen Anteil an dem Unterschied hat.

Im Anschluß an die mitgeteilten Beobachtungen sind Messungen der Gesamthelligkeit bis hinab zum Goldschmelzpunkt begonnen worden.

Abteilung IV.

Unterabteilung IVa.

99. Astatisches Nadelgalvanometer[1]).

Die weiteren Versuche mit dem ersten Modell des Nernst-Galvanometers ergaben, daß das im vorigen Tätigkeitsbericht erwähnte, beträchtliche Wandern der Nadel bis zu $\pm$ 2 mm nicht auf Erschütterungen der Juliusschen Aufhängung, sondern zum größten Teile auf die Störungen durch Luftströme in dem großen Innenraume des Galvanometers zurückzuführen war. Vor solchen ließ sich vollkommen schützen das Nadelsystem in dem Nernst-Galvanometer Nr. 6 von Siemens & Halske, mit dem weitere eingehende Prüfungen vorgenommen wurden. Es besitzt die Normalempfindlichkeit 82, und man erreicht mit ihm unter verhältnismäßig noch günstigen Arbeitsbedingungen, daß 1 mm Skalenausschlag durch 3×10^{-10} A bzw. 6×10^{-10} V erzeugt wird. Auch dieses Galvanometer wies bei bestmöglicher Astasierung des einfachen Nadelsystems ein Hin- und Herwandern der Nadel um einige Zehntel mm auf; ob dieses auf in vertikaler Richtung sich stark ändernde, elektrische Erdstörungen oder aber vielleicht auf den schwachen Eisengehalt des Galvanometergehäuses zurückzuführen ist, wird zur Zeit untersucht.

100. Quarzspektrograph[2]).

Zur Bestimmung der Wellenfläche des Quarzes nebst Aufklärung der Abbildungsfehler in Quarzspektrographen sind noch zahlreiche Versuche angestellt worden. So ergab sich z. B. bei der Prüfung einer größeren Zahl von Quarzprismen mittels des neuen Achsenfehlerapparats, daß ihre optische Achse bis zu 40 Minuten von der gewünschten Lage abwich, ein Fehler, der für sich allein schon helle Nebenlinien veranlassen kann. Eine große Anzahl von Berechnungen zum Vergleich zwischen Theorie und den beobachteten Werten, zumal in betreff des Achsenverhältnisses der Schwingungsellipsen, ist noch durchzuführen, worauf die Ergebnisse veröffentlicht werden sollen. Es bot sich bereits Gelegenheit, optischen Firmen wertvolle Ratschläge zu erteilen beim Bau von Spektrographen, die mit mehreren Cornu- bzw. Straubel-Quarzprismen ausgerüstet waren.

Bei diesen Untersuchungen wurde mehrfach die Methode der streifenden Abbildung (vgl. Kohlrauschs Praktische Physik, 14. Aufl. S. 356 u. 359) zur Feststellung der Justierung, des Auflösungsvermögens und der Lage der Fläche der besten Abbildung angewandt. Infolge der mehr als 45° betragenden Neigung der photographischen Platte um eine horizontale Achse sind die für die einzelnen Wellenlängen erhaltenen Spaltbilder nicht mehr in ihrem ganzen Verlauf gleich breit und scharf. An ihrer schärfsten Stelle, die mit der engsten Einschnürung des Spaltbildes zusammenfällt, kann man

[1]) Schönrock.
[2]) Schönrock, Wetthauer.

das bei günstigster normaler Lage der photographischen Platte erreichbare Auflösungsvermögen erkennen. Die Kurve, die man durch Verbinden der schärfsten Stellen der Spaltbilder für die verschiedenen Wellenlängen erhält, ist die Schnittkurve durch die Fläche der besten Abbildung. Bei einem gut justierten Spektrographen ist die photographische Platte möglichst dieser Fläche angepaßt; bei starker Krümmung der Fläche ist dieses nur durch Biegen der photographischen Platte oder durch Verwendung von Film befriedigend zu erreichen.

101. Vergleichende Spektrometermessungen[1]).

Immer häufiger tritt jetzt der Fall ein, daß an die Genauigkeit optischer Winkelmessungen sehr hohe Anforderungen gestellt werden. Dies ist zulässig, sobald die betreffenden Flächen so eben geschliffen sind, daß ihr Krümmungsradius etwa acht Kilometer nicht unterschreitet; ein solcher ist noch mit verhältnismäßig einfachen Mitteln leicht meßbar. Es war deshalb wichtig, die absolute Genauigkeit der Winkelmessungen in der *Reichsanstalt* festzustellen. Zu dem Zwecke wurden vergleichende Messungen mit zwei großen Präzisions-Spektrometern (von den Firmen Heele und Wanschaff), deren Teilkreis-Fehlerkurven zuvor ermittelt worden waren, von verschiedenen Beobachtern vorgenommen. Die erhaltenen Resultate für Prismenwinkel stimmten bis auf einige hundertstel Bogensekunden überein; bei derartigen Winkelmessungen kann daher eine Sicherheit von $\pm$ 0,2 Bogensekunden gewährleistet werden.

102. Kalkspatkompensator[2]).

Die Bemühungen, im Soleilschen Kompensator den das Gesichtsfeld stets merklich aufhellenden Quarz durch Kalkspat zu ersetzen, bieten Aussicht auf Erfolg, obwohl die Doppelbrechung im Kalkspat 19 mal größer ist als die des Quarzes. Der verschiebbare Keil hat eine Länge von 40 mm und einen Keilwinkel von nur 32″. Schon ohne Halbschattenvorrichtung und mit provisorischem Aufbau belief sich bei den Einstellungen auf größte Dunkelheit für grünes Hg-Licht der mittlere Fehler einer einzelnen Einstellung des verschiebbaren Keiles auf $\pm 2\pi/890$ Phasenunterschied; d. i. etwa viermal empfindlicher als mit Quarz.

103. Wellenlängennormale mit Etalons[3]).

Für die Wellenlängenmessungen wurden ein festarmiger Spektralapparat und ein 20 mm-Etalon von Zeiss in Jena, sowie ein 10 mm-Etalon von Hilger in London beschafft und auf ihre Brauchbarkeit untersucht. Die weiter erforderlichen Abstandsringe zum Teil aus Krupp-Indilatansstahl, zum Teil aus Invar der *Société Genevoise*, sowie Etalons sollen in der Hauptwerkstatt der Reichsanstalt hergestellt werden.

Da zu den Messungen auch die rote Cd-Linie 0,6439 μ herangezogen werden muß, so wurden die Versuche mit den Cd- und Zn-Dampflampen aus Quarz wieder aufgenommen, die von Heraeus in Hanau in Zusammenarbeit mit der *Reichsanstalt* gebaut worden sind und intensive Cd- bzw. Zn-Linien von sehr hoher Interferenzfähigkeit ausstrahlen (s. Bericht über die Tätigkeit der Reichsanstalt im Jahre 1905). Die Lampen zeigten damals den Übelstand, daß mit zunehmender Brenndauer behufs Zündung eine immer höhere Gleichstrom-Spannung an die Lampenpole gelegt werden mußte. Diese Störungen bei der Zündung sind nunmehr beseitigt. Durch Kombination des Wehneltprinzips mit der niedrigen Zündspannung der Edelgase gelang es, die Lampen folgendermaßen leicht und sicher zu zünden. Auf beide Elektroden wird ein wenig Bariumoxyd gebracht. Nach sorgfältigem Evakuieren wird die Lampe mit Neon von 10 mm Druck gefüllt. Entsprechend der in Fig. 8 skizzierten Schaltung liegt, infolge des Hintereinanderschaltens von 240 V Gleichspannung und 150 V Wechselspannung, an der Lampe eine Gleichspannung, die zwischen 450 und 28 V pulsiert. Dabei wird R_2 so eingestellt, daß der Transformator T wohl Spannung, aber keinen größeren Strom zu liefern vermag. Sobald nun das Induktorium C eingeschaltet

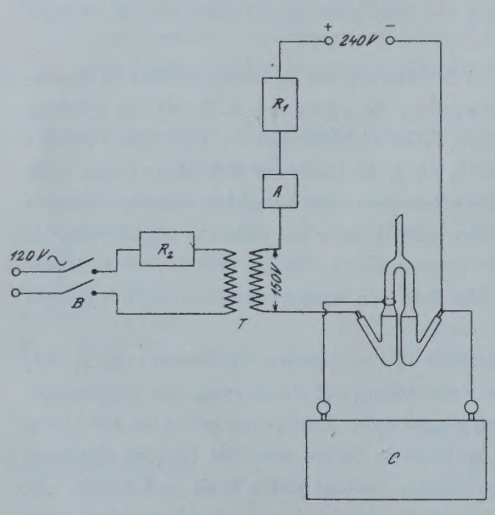


Fig. 8.

[1]) Schönrock, Wetthauer.
[2]) Schönrock. [3]) Schönrock, Güntherschulze.

wird, zündet der Lichtbogen und brennt zunächst als reiner Neonbogen. Alsdann wird der Schalter B geöffnet, das Neon wieder abgepumpt, worauf sich ein reiner Cd- bez. Zn-Bogen ergibt, der bei einer Betriebsspannung von 240 V mit 3 bis 5 A und einer Lampenspannung von 26 bis 30 V dauernd sicher brennt.

104. Polarimetrische Prüfungen[1]).

Während des Jahres 1925 wurden 25 (15) Saccharimeter-Quarzplatten zur Prüfung eingesandt, welche den an Saccharimeterquarze zu stellenden Anforderungen genügten. Außerdem wurden noch 14 zu besonderen Zwecken beschaffte, große Platten aus kristallinischem Quarz einer genauen Untersuchung unterzogen.

105. Prüfungen auf Planparallelismus[2]).

Die dioptrischen Prüfungen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Anzahl	Gegenstand	Art der Prüfung
3	Kondensatorkreisplatten mit Durchmessern bis zu 300 mm	Ebenheit der Flächen
11	Galvanometerspiegel	Ebenheit
3	große Glasplatten	optische Homogenität
2	Glasprismen	Ebenheit der Flächen

106. Lichteinheit, registrierendes Spektralphotometer, vereinfachter Quarzmonochromator mit doppelter Zerlegung[1]).

Für die Verwirklichung der von Warburg vorgeschlagenen Lichteinheit ist neben sehr konstanten Strahlertemperaturen für die lichtelektrischen Helligkeitsvergleichungen höchst vollkommene Freiheit von falscher Strahlung erforderlich (zulässiger Fehler im Helligkeitsanstieg $2^0/_{00}$, in der Wellenlänge 2 Å.-E.). Die sich hieraus ergebende Forderung doppelter spektraler Zerlegung gilt allgemein auch für Energievergleichungen in energieschwachen Spektralteilen, beispielsweise für Ultraviolettmessungen mittels des in Entwicklung begriffenen registrierenden Spektralphotometers. Die bisherigen auch Ultraviolett umfassenden Quarz-Monochromatoren für doppelte Zerlegung mit feststehenden Spalten sind auch in den neuerdings bekannt gewordenen Konstruktionen des erheblichen Quarzbedarfs halber recht kostspielig und in der Bedienung wegen der jeweiligen Brennweiteneinstellung umständlich, auch in der Baulänge beträchtlich. Es ist deshalb im Hinblick auf das allgemeine Interesse eine vereinfachte und verbilligte (auch für Glasoptik vorteilhafte) Monochromatorkonstruktion mit doppelter Zerlegung entwickelt worden, die zunächst mit dankenswerter Materialunterstützung durch die Firmen B. Halle Nachf. (Steglitz), C. P. Goerz (Zehlendorf), Nitsche & Günther (Rathenow) verwirklicht wurde. Das Prinzip der Neukonstruktion besteht darin, daß bei zwei gleichen Spektrographen A und B die Spektren zur Übereinanderlagerung gebracht werden und daß durch einen spiegelnden Streifen, der als Zwischenspalt durch das gemeinsame Spektrum geführt wird, aus dem vom Spektrographen A entworfenen Spektrum ein eng begrenzter Teil rückwärts in den Spektrographen B gelenkt wird. Besonders vorteilhafte Anordnungen ergeben sich, wenn man die beiden Spektrographen gemäß Fig. 9a spiegelbildlich beiderseits des gemeinsamen Spektrums 2 . . . 3 aufstellt. Dann

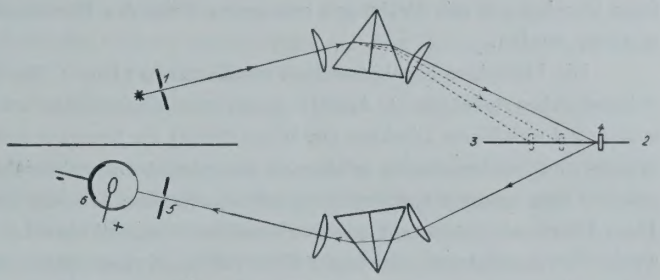


Fig. 9a.

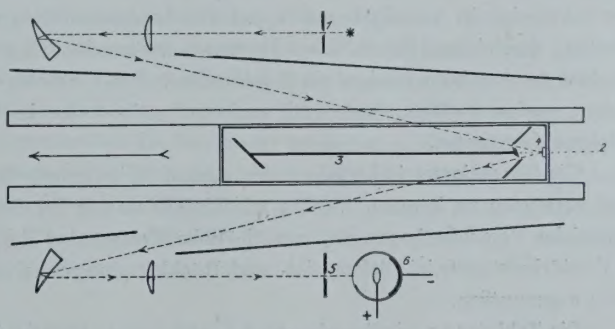


Fig. 9b.

[1]) Schönrock. [2]) C. Müller.

bleibt für die Wellenlängeneinstellung alles in unveränderter Lage; es ist lediglich ein Verschieben des spiegelnden Streifens 4 durch das Spektrum erforderlich. Auch die Dispersion ist verdoppelt. Für Registrierapparaturen, bei denen in erster Linie hohe Lichtstärke im kurzwelligen Gebiet, hohes Auflösungsvermögen hingegen weniger erforderlich ist, ist die aus Fig. 9b ersichtliche Kombination aus je einem Féry-Prisma mit je einer Plankonvex- oder Konvexzylinderlinse hinsichtlich der Verringerung des Quarzbedarfs besonders günstig, da sie nur etwa $^1/_3$ der Quarzkosten der üblichen Quarzmonochromatoren mit feststehenden Spalten verursacht, ein vergrößertes Zwischenspektrum unter Fernhaltung der Kollimatorlinsenreflexe ergibt und mit schwachen Flächenkrümmungen große Öffnungsverhältnisse ermöglicht.

107. Ultraviolett-Spiegelbelag für Autokollimationsprismen[1]). Die mehrfache Reflexion setzt für die Ultraviolettmessungen allerdings Verspiegelungen von wesentlich höherem Reflexionsvermögen voraus als demjenigen der gebräuchlichen, kathodisch zerstäubten Nickel- oder Platinniederschläge. Als vorteilhafter Spiegelbelag für Quarz erwiesen sich Magnesiumniederschläge, deren versuchsweise Herstellung die Osram-Kommanditgesellschaft (Berlin) mit den dort für andere Zwecke vorhandenen Einrichtungen freundlichst übernahm. Das Reflexionsvermögen ergab sich für die Wellenlänge 0,25 μ noch fast zu 80%, was bei dreifacher Reflexion noch zirka 40% gegen zirka 5% bei Ni verwertbar läßt.

108. Stromregulator[2]). Um für die Strahlerheizung bei der Lichteinheitsarbeit, sowie andere Laboratoriumöfen den billigen, aber schwankenden Zentralen-Wechselstrom verwenden zu können, wurden im Zusammenarbeiten mit der Osramgesellschaft (Direktor Dr. Mey) aussichtsreiche Versuche begonnen, die durch Eisenvorschaltwiderstände gemilderten Netzschwankungen durch ein Differentialkontakt-Luftthermometer wegzusteuern, dessen Erhitzung auf der einen Seite durch den schwankenden Netzstrom, auf der andern Seite durch konstanten einstellbaren Gleichstrom erfolgte.

109. Bestimmung der Konstante σ[1]). Die Durchführung der definitiven Messungen mußte im Hinblick auf notwendige Kontrolleichungen des benötigten Kompensationsapparates, welche das Laboratorium für Grundeinheiten infolge Überlastung mit Prüfungen erst gegen Ende des Berichtsjahres in Angriff nehmen konnte, verschoben werden.

110. Dünne Metallfolien[1]). Die bisherigen Ergebnisse sind veröffentlicht (Anh. 1, Nr. 72), und es wurde die Bestimmung der Widerstandsverhältnisse in Angriff genommen. Gleichzeitig wurden unter dauernder privater Unterstützung durch Herrn Direktor Dr. Mey (Berlin) die Versuche auf die Gewinnung von Folien aus Silber, Weich- und Leichtmetallen erfolgreich ausgedehnt und zahlreiche Folien wissenschaftlichen und industriellen Interessenten zur Verfügung gestellt. Weitere Arbeiten galten dem schon früher ausgearbeiteten Plan, Thermoelemente sehr geringer Masse und Trägheit ohne Lötung durch überlapptes Niederschlagen zweier thermoelektrisch wirksamer Materialien auf einer später abzulösenden Hilfsschicht zu gewinnen, welche einen Vakuum-Einbau unter Erhitzen zwecks vollkommenen Entgasens gestatten. Es gelang ohne Schwierigkeit, aus Gold und Nickel Thermoelementfolien von 0,05 μ Schenkelstreifenstärke herzustellen, desgleichen Eisen-Nickel-Thermoelementstreifen von je 0,2 μ Dicke und 0,15 mm Breite (Trägheit der letzteren weniger als 2 Sekunden). Die Versuche, welche anderer Arbeiten wegen unterbrochen werden mußten, werden mit anderen bereits früher in Aussicht genommenen Materialien und Verfahren fortgesetzt.

111. Thermionenbolometer[2]). Um für radiometrische Messungen schnell registrierende Saitengalvanometer von hohem Widerstand verwerten zu können, wurden mit Unterstützung der Osram-Gesellschaft (Fabrik A) aussichtsreiche Versuche begonnen, um die hohe Temperatur-Empfindlichkeit der Thermionenemission bei Verstärkerröhren in Differential- und Rückkopplungsschaltung zu einem bolometrischen Meßverfahren auszunutzen.

112. Registrierphotometer[1]). Die Zahl der zu erledigenden Photometrierungen hat sich im Berichtsjahr stark vermehrt — 165 (119) —, so daß vielfache Zurückstellungen der wissenschaftlichen Arbeiten besonders in den ersten neun Monaten notwendig wurden. Das Fehlen eines Photometers mit verstärkter Auflösung machte sich erneut hemmend bemerkbar.

113. Absorptionsmessungen für Gesamtstrahlung[1]). Bezüglich Durchlässigkeit auf Gesamtstrahlung wurden 12 (13) Glasproben gemessen.

---

[1]) C. Müller.
[2]) C. Müller, Einsporn.

114 Feinstruktur[1]).

Die Linien des Kr und X wurden in verschiedenen Entladungsröhren, selbst gefertigten Geißlerröhren und von der Osram-Gesellschaft durch Herrn Dr. Skaupy in dankenswerter Weise zur Verfügung gestellten Gleichstrom-Bogenlampen, untersucht. Es fanden sich unter den vielen X-Linien als nicht einfach nur λ 4734 und λ 4501, die 2 bez. 3 Trabanten besitzen. Sämtliche Kr-Linien sind einfach. Insbesondere konnte an der lichtstarken grünen Kr-Linie λ 5570 weder mit den Lummer-Gehrcke-Platten von 5 und 10 mm Dicke, noch mit dem Fabry-Perot-Etalon von 2 bzw. 5 cm Plattenabstand eine Andeutung eines Trabanten bemerkt werden, im Gegensatz zu dem Befunde einiger anderer Forscher.

Unter Berücksichtigung der bei der Messung enger Dubletts auftretenden Fehlerquellen wurden die photographischen Aufnahmen von den Balmer-Linien, die früher in der Reichsanstalt gemacht worden waren, neu ausgewertet. Es ergab sich $\Delta\nu$ für H_α zu 0,307, für H_β zu 0,305 und für H_γ zu 0,315. Es hat sich gezeigt, daß die neueren Ergebnisse bei H und He durch das erste Auswahlprinzip von Sommerfeld besser wiedergegeben werden, als durch dasjenige von Rubinowicz-Kramers.

Gelegentliche Beobachtungen an den *D*-Linien ließen erkennen, daß auch ihr Intensitätsverhältnis, ähnlich dem bei den Balmer-Linien, Schwankungen unterworfen ist. Es ließ sich das Intensitätsverhältnis 1:2 bis 1:1 herstellen; eine Selbstumkehr, die eine scheinbare Veränderung des Intensitätsverhältnisses bewirken könnte, schien ausgeschlossen; die Linien wurden mit der Lummer-Gehrcke-Platte untersucht.

115. Kreuzung von planparalleler Platte mit großem Rowlandschen Gitter[2]).

Bei der Kreuzung der planparallelen Platte mit dem großen Gitter, die den Anwendungsbereich der Platte bedeutend vergrößern würde, tritt die Schwierigkeit auf, daß die Lichtstärke sehr gering wird und mehrtägige Expositionen auch bei starken Lichtquellen kaum ausreichen. Ferner erfordert die übliche Anordnung, mit einer Linse die Interferenzen der Platte auf dem Gitterspalt abzubilden, eine sehr lange Brennweite dieser Linse, was recht unbequem ist. Diese Schwierigkeiten fallen fort, wenn man an passender Stelle zwischen Spalt und Gitter eine Zylinderlinse so stellt, daß die Zylinderachse parallel zum Spalt liegt. Die planparallele Platte wird dann einfach dicht vor den Spalt gestellt. Man bekommt mit dieser Methode lichtstarke, scharfe Interferenzen auf dem Runge-Paschenschen Gitterkreise, der den halben Durchmesser des Rowlandschen Kreises hat.

116. Viellinienspektrum des Wasserstoffs[3]).

Die im vorigen Tätigkeitsbericht erwähnte Untersuchung wurde abgeschlossen und veröffentlicht (Anh. 1, Nr. 69).

117. Untersuchung von Bandenspektren[3]).

Die Stellen maximalen Leuchtens verschiedener Spektrallinien, insbesondere der Fulcher-Banden und des Continuums, sind in einer Schicht der positiven Säule des Wasserstoffs untersucht worden. Es hat sich gezeigt, daß den einzelnen Bandenlinien verschiedene Anregungsspannungen, welche sich nur um einige Hundertel Volt unterscheiden, zukommen. Die Arbeit ist veröffentlicht (Anh. 1, Nr. 71). — Mit einer ähnlichen Methode wurde die Untersuchung von Stickstoffbanden begonnen. Es ergaben sich auch hier Unterschiede der Anregungsspannungen bei den positiven Banden.

118. Physiologische Optik[4]).

Es wurde die bekannte Abhängigkeit des Farbeneindrucks von der Intensität des Lichts bei verschiedenen Wellenlängen näher untersucht. Die beobachteten Veränderungen lassen sich im wesentlichen darauf zurückführen, daß die Gelb-Blau-Erregung einen höheren Schwellenwert hat als Rot-Grün, aber sobald der Schwellenwert überschritten ist, einen sehr schnellen Anstieg mit der Intensität zeigt. Rot-Grün-Erregung verhält sich also zur Gelb-Blau-Erregung etwa wie die normale photographische Platte zur Reproduktionsplatte. Der von König und Brodhun gefundene Knick in der Unterschiedsschwellenkurve erklärt sich dadurch, daß bei einem Mitwirken von Gelb oder Blau die Unterschiedsschwelle herabgesetzt wird.

Unterabteilung IVb.

119. Photometrische Prüfungen[5]).

Im Jahre 1925 wurden photometrisch geprüft:
26 (81) Hefnerlampen;
8 (10) Kohlefadenlampen als Normallampen;

[1]) Gehrcke, Janicki, Lau.
[2]) Gehrcke, Lau. [3]) Lau.
[4]) Janicki, Lau.
[5]) Brodhun, Dziobek, Spiller.

412 (393) Metallfadenlampen, davon
248 (344) als Normallampen für photometrische Zwecke,
23 (21) als photometrische Normallampen, bei verschiedenen Spannungen gemessen,
141 (28) Lampen in Dauerprüfung mit insgesamt 132991 (29314) Brennstunden;
1 Schnellkugelphotometer der Firma Franz Schmidt & Haensch;
3 Scheinwerfer, die zu Beleuchtungszwecken bei Kinoaufnahmen dienen sollten;
1 Effekt-Bogenlampe neuer Konstruktion.

Von den als Normallampen für photometrische Zwecke geprüften Lampen waren 46 für internationale Vergleichungen bestimmt.

Von besonderem Interesse war die Bestimmung der Energieverteilung einer 1000 Watt Nitralampe im sichtbaren Gebiet; sie erfolgte durch Vergleichung mit einer Kohlefadenlampe, die bei der Farbtemperatur des Platinschmelzpunktes brannte und durch direkte Farbvergleichung mit der Farbe des schwarzen Körpers beim Platinschmelzpunkt geeicht worden war. Werte, die sich aus der Bestimmung der Ökonomie unter Benutzung der Abhängigkeit der Farbtemperatur von der Ökonomie (*Trans. Illum. Eng. Soc.* **17.** Nr. 7, 1922) ergaben, waren in genügender Übereinstimmung mit der direkten Bestimmung, so daß diese einfache Methode für die üblichen Formen der Nitralampe bei Messungen geringerer Genauigkeit ausreichend erscheint.

Internationale Vergleichungen, letzthin direkt mit dem *National Physical Laboratory* ausgeführt, haben das Bestehen der im vorigen Tätigkeitsbericht erwähnten Unstimmigkeit zwischen der Hefnerkerze und der Internationalen Kerze für die Farbe der Metallfadenlampe bestätigt. Die hier zur Aufklärung dieser Unstimmigkeit ausgeführten Messungen haben zu dem Ergebnis geführt, daß eine Bestimmung des Farbensprunges Metallfadenlampe — Kohlefadenlampe mit dem Trapezfelde des Lummer-Brodhunschen Würfels zu den Farbensprungwerten führt, die die *Reichsanstalt* angibt, während sich bei Benutzung des Flimmerphotometers für die Metallfadenlampe im Verhältnis zur Kohlefadenlampe $2^1/_2\,\%$ kleinere Werte ergeben. Die Messungen sollen veröffentlicht werden.

Es wurde der spektrale Gang der Albedo verschiedener photometrisch wichtiger Substanzen gemessen; die Arbeit soll durch Absolutbestimmungen zum Abschluß gebracht werden.

120. Dioptrische und spektroskopische Prüfungen[1]).

Die dioptrischen und spektroskopischen Prüfungen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Anzahl	Gegenstand	Art der Prüfung
4 (8)	Glasproben	Lichtbrechungsvermögen für Na-Licht
2 (3)	Glasproben	Lichtbrechungsvermögen für verschiedene Wellenlängen
61 (34)	Glasproben	Quantitative Bestimmung der Lichtdurchlässigkeit für ultraviolettes und sichtbares Licht verschiedener Wellenlängen
3 (0)	Gelatinefilter	Quantitative Durchlässigkeit für Licht verschiedener Wellenlängen
2 (0)	Prismensysteme	Lichtdurchlässigkeit
15 (6)	Feldstecher	Lichtdurchlässigkeit und verschiedene optische Konstanten
2 (12)	Objektive	Brennweite und Verzeichnung
3 (0)	Glasplanspiegel	Reflexionsvermögen

121. Kathodenzerstäubungs-Einrichtung[2]).

Zur Herstellung von Metalloberflächenspiegeln ist beabsichtigt, eine Kathodenzerstäubungs-Einrichtung zu schaffen, die ständig betriebsfertig ist und auch anderen Laboratorien zur Verfügung stehen soll. Die hierfür notwendigen Instrumente sind beschafft und hergerichtet, doch mußte die Aufstellung der Apparatur bisher wegen Raummangels unterbleiben.

[1]) Brodhun, Wetthauer.
[2]) Wetthauer.

122. Photometrie von Gasentladungen[1]).

Nach Hehl ist die Lichtstärke des negativen Glimmlichts in Wasserstoff proportional der Stromstärke und unabhängig vom Druck. Es wurde in drei Rohren mit etwas verschiedenen Drucken die Lichtstärke bei gleichem Strom untersucht und dabei eine starke Abhängigkeit der Helligkeit des Glimmlichts von geringen Verunreinigungen im Gase festgestellt; die absolute Helligkeit des Glimmlichts erfordert eine Stromstärke von über 1 Ampere, um die Lichtstärke der Hefnerlampe zu erreichen. Weitere Versuche erstreckten sich auf die positive Lichtsäule. Es gelang durch sorgfältige Reinigung des Gases, eine einzelne Schicht in ihrer Helligkeit bei bestimmter Stromstärke innerhalb der Genauigkeit der bisher angewendeten photometrischen Meßmethode über 400 Brennstunden konstant zu erhalten. Der Versuch war mit einem zweiten Rohr reproduzierbar; die Flächenhelle (Leuchtdichte) der photometrierten Schicht betrug bei 13 Milliampere 0,017 HK pro cm^2. Es erscheint möglich, hierauf eine als Normal brauchbare Lichtquelle zu gründen.

Präsidialabteilung.

Laboratorium für Radioaktivität.

123. Prüfungen radioaktiver Präparate[2]).

Im Berichtsjahre wurden 85 Radium-, 10 Mesothor- und 2 radioaktive Präparate unbekannter Art nach der γ-Strahlenmethode geprüft; der Gesamtgehalt dieser Präparate war 1899 mg Radiumelement äquivalent.

An schwach radioaktiven Materialien wurden geprüft:

4 Proben Mesothorschlamm,
6 Erzproben,
1 Holzprobe,
5 „Radium-Kompressen“,
2 radioaktive Salben,
1 radioaktiver Brotzusatz,
1 radioaktives Katzenfell,
4 emanationshaltige Flüssigkeiten,
3 β-Strahlenpräparate (Uran X).

Ein Teil dieser Prüfungen erforderte chemische Vorarbeiten, welche besonders umfangreich bei den Mesothorschlamm-Untersuchungen waren; an diesen Vorarbeiten beteiligte sich das Chemische Laboratorium.

In einer hiesigen Klinik explodierte ein Radiumpräparat von 26 mg infolge unvorsichtiger Handhabung. Die Arbeiten zur Wiedergewinnung der aktiven Substanz wurden der Reichsanstalt übertragen. Obwohl die geringen Substanzmengen über den ganzen Raum verstreut waren, gelang es, mehr als die Hälfte des Radiums wieder aufzufinden.

Es wurden 13 Radium-Normalampullen abgegeben, wovon 7 ins Ausland gingen.

124. Wesen des Compton-Effektes[3]).

Eine im Vorjahre begonnene Untersuchung hatte das Ziel, die von Bohr, Kramers und Slater zur quantentheoretischen Erklärung der Interferenzerscheinungen vorgeschlagene statistische Auffassung vom Wesen der Strahlung am Compton-Effekt zu prüfen. Es war zu entscheiden, ob beim Compton-Effekt die Auslösung eines Photoelektrons durch die Streustrahlung gleichzeitig mit dem Auftreten eines Rückstoßelektrons erfolgt, wie es die ursprüngliche Theorie von Compton und Debye verlangte, oder ob nur eine statistische Koppelung zwischen diesen beiden Vorgängen besteht, wie Bohr, Kramers und Slater annahmen. Zur Registrierung der beiden Elektronenarten dienten zwei Spitzenzähler (e- und $h\nu$-Zähler) in Verbindung mit Fadenelektrometern und mit photographischer Aufzeichnung. Die aus verschiedenen Gründen nötige scharfe zeitliche Erfassung der Vorgänge wurde dadurch erreicht, daß das photographische Bild der beiden unmittelbar nebeneinander projizierten Fäden durch eine rasch rotierende Lochscheibe in Momentbilder von $^1/_{4000}$ Sek. Dauer und $^1/_{1000}$ Sek. Abstand aufgelöst wurde. Durch ein Interpolationsverfahren konnten dann die zeitlichen Abstände zwischen den beiderseitigen Elektrometerausschlägen auf etwa $^1/_{10000}$ Sek. bestimmt werden. Diese

[1]) Gehrcke, Dziobek, Lau. [2]) Geiger, Bothe, Fränz.
[3]) Geiger, Bothe.

hohe Genauigkeit konnte jedoch erst ausgenutzt werden, als eine in der Arbeitsweise des Spitzenzählers begründete Fehlerquelle aufgedeckt und beseitigt worden war. Es zeigte sich nämlich, daß bei der gewöhnlichen Spitzenanordnung zwischen dem Eintritt eines Strahlenteilchens in den Zähler und dem Einsetzen des Entladungsvorganges eine meßbare Zeit (bis etwa $^1/_{100}$ Sek.) verstreicht. Diese Verzögerung hat ihren Grund darin, daß im größten Teil der Zählkammer nur ein schwaches Feld herrscht, so daß die von dem eintretenden Strahlenteilchen erzeugten Ionen im allgemeinen eine merkliche Zeit brauchen, um in die Nähe der Spitze zu gelangen, wo sie die eigentliche Entladung auslösen. Durch Anbringung einer Hilfselektrode im Innern der Zählkammer wurden günstigere Feldverhältnisse geschaffen und damit die Verzögerung auf einen Bruchteil einer $^1/_{1000}$ Sek. herabgedrückt.

Das Ergebnis der Versuche war, daß von je 11 Photoelektronen, welche der $h\nu$-Zähler registrierte, eines mit einem Rückstoßelektron zeitlich koinzidierte. Dies ist sehr nahe die Zahl, welche bei Berücksichtigung der Unvollkommenheiten der Versuchsbedingungen zu erwarten war, wenn man die Compton-Debyesche Lichtquantentheorie des Phänomens zugrundelegt. Das Ergebnis ist also im Einklange mit der Auffassung, daß die Erhaltungssätze für Energie und Impuls beim elementaren Streuprozeß strenge Gültigkeit besitzen. Mit der statistischen Auffassung von Bohr, Kramers und Slater ist das Auftreten der Koinzidenzen nicht vereinbar (Anh. 1, Nr. 83).

125. Zweiter Versuch zur Prüfung der Lichtquantentheorie[1]).

Die bei der letztgenannten Untersuchung gewonnenen Erfahrungen ließen es möglich erscheinen, eine experimentelle Entscheidung der Frage herbeizuführen, ob die bei einem elementaren Emissionsakt ausgesandte Strahlung bei allseitiger vollständiger Absorption genau ein Photoelektron auslöst, wie es die Lichtquantenvorstellung verlangt, oder ob einem Emissionsakt auch mehrere Absorptionsakte in verschiedenen Strahlenrichtungen koordiniert sein können, wie man auf Grund der Wellenvorstellung vermuten könnte, und wie es insbesondere die statistische Theorie von Bohr, Kramers und Slater verlangte. Eine Untersuchung in dieser Richtung ist im Gange.

Für die Durchführbarkeit des Versuches ist von entscheidender Bedeutung, ob man die im allgemeinen recht kleine Ausbeute des Spitzenzählers für Röntgenstrahlen soweit erhöhen kann, daß er einen wesentlichen Bruchteil der eintretenden Strahlungsquanten zählt. Bisher ist es durch verschiedene Mittel gelungen, die Empfindlichkeit des Zählers für die Kupfer-K-Strahlung auf etwa das 20fache zu steigern, sodaß Aussicht besteht, den Versuch bis zur Entscheidung durchzuführen.

126. Richtungsverteilung sekundärer β-Strahlen[2]).

Nachdem die Emissionsrichtung der durch Röntgenstrahlen ausgelösten Sekundär-Elektronen eingehend untersucht worden war (vgl. vorigen Tätigkeitsbericht), war es von Interesse, die Versuche auch auf die harten γ-Strahlen des RaC auszudehnen, um so mehr als hier eine Unstimmigkeit mit der Theorie vorzuliegen schien. Frühere Versuche nach der Ionisationsmethode hatten nämlich ergeben, daß die sekundären β-Strahlen, welche an einer senkrecht zur γ-Strahlenrichtung stehenden Folie aus hochatomigem Material ausgelöst wurden, auf der Austrittsseite nur ebenso oder sogar noch weniger intensiv sind als auf der Einfallseite, während theoretisch ein starkes Vorwiegen der Austrittsintensität zu erwarten ist. Es wurde nun mit Hilfe des Geigerschen Spitzenzählers direkt die Zahl der sekundären β-Teilchen für verschiedene Emissionsrichtungen ermittelt. Dabei zeigte sich, daß beim Blei in der Tat nach der Austrittsseite 2,3 mal mehr Elektronen ausgesandt werden als nach der Einfallsseite. Die Versuche werden fortgesetzt.

127. Höhenstrahlung[3]).

Zur Verbesserung der Instrumente zur Messung der Höhenstrahlung wurden die Ionisationsbedingungen in geschlossenen Gefäßen unter dem Einfluß von γ-Strahlen näher untersucht. Auf Grund der gewonnenen Ergebnisse wurde sodann mit dem Bau besonderer Instrumente zur Richtungsbestimmung der ionisierenden γ-Strahlen begonnen.

Chemisches Laboratorium.

128. Chemischer Aufschluß radioaktiver Materialien[4]).

Von Arbeiten für andere Abteilungen wären besonders Vorarbeiten für das Laboratorium für Radioaktivität anzuführen. Es handelte sich um eine Anzahl von Erzen, Rückständen (Mesothorschlamm u. dgl.), die teilweise durch schwierige chemische Operationen aufgeschlossen und angereichert werden mußten, bevor die Messungen ausgeführt werden konnten.

---

[1]) Bothe. [2]) Fränz. [3]) Kolhörster.
[4]) Tepohl, Fischer.

129. Glas[1]).

Geprüft wurden 28 Hohlglasproben. Für einige neue Sorten wurden besondere Prüfscheine ausgestellt. Die übliche Prüfung erstreckte sich auf die Lösungsalkalität, als Grundlage für die Beurteilung und Einreihung in die hydrolytischen Klassen. Bei Ampullenglas kam außerdem das Verhalten in Wasserdampf bei 7 bis 8 Atm. Druck in Frage. Bei Glas für chemische Apparatur wird die Prüfung durch praktische Versuche über das Verhalten des Glases bei schroffem Temperaturwechsel ergänzt.

Eingegangen waren 12 Glasplatten, die nach dem Eosinverfahren untersucht wurden.

130. Natürliche u. Verwitterungs-Alkalität von optischen Gläsern.

Die Versuchsarbeiten über die Fleckenempfindlichkeit sind beendet und haben zur Aufstellung einer quantitativen Methode geführt, die gestattet, bei der Behandlung mit Essigsäure von 0,5% in Lösung gehende typische Oxyde, wie Bleioxyd und Baryt, bei Sondergläsern auch noch andere (z. B. Antimonoxyd) durch eine einfache chemische Methode zu bestimmen und dadurch zu einer Klassifizierung der Glasarten zu gelangen.

Es ist beabsichtigt, nach dieser Methode, die inzwischen von Heinrichs und Tepohl (Anhang 1, Nr. 98) veröffentlicht ist, eingesandte Glasproben zu untersuchen.

131. Weißmetall[1]).

Die Analyse eines besonderen Weißmetalls ergab:

Sb 19,28%, Pb 73,12%,
Sn 4,40%, Cu 1,04%,
Ni 1,80%.
Der Schmelzpunkt lag bei 240°.

132. Aluminium[2]).

Zur Unterrichtung über die Salzwasserbeständigkeit des Aluminiums wurde eine kurze Vorprobe ausgearbeitet, die gestattet, in kurzer Zeit die Stärke des Angriffs quantitativ festzustellen. Über diese *„Oxydische Kochsalzprobe für Aluminium"* liegt eine amtliche Mitteilung vor. (Anhang 1, Nr. 93).

133. Photochemische Arbeiten[3]).

1. Die Untersuchung photographischer Platten, sowie von Chlorsilber und Auskopieremulsionen und von bindemittelfreiem Bromsilber wurden fortgesetzt und der Energieumsatz für die Wellenlängen 436, 405, 365 und 313 mμ bestimmt.

2. Der Energieumsatz bei der Einwirkung von Röntgenstrahlen auf photographische Platten wurde weiter verfolgt und der Zusammenhang zwischen der Anzahl der adsorbierten $h\nu$ und der Menge der entwickelten Körner bestimmt.

3. Die Lichtempfindlichkeit sensibilisierter photographischer Platten wurde für die Wellenlängen 615 und 546 mμ gemessen.

4. Vorbelichtete Bromsilberplatten büßen durch Bestrahlung mit langwelligem Licht ($\lambda > 730\,\mathrm{m}\mu$) einen Teil ihres latenten Bildes ein. Diese Erscheinung wurde unter verschiedenen Versuchsbedingungen vom Standpunkte der Quantentheorie untersucht.

5. Es wurde eine Untersuchung begonnen zur Bestimmung der Ladungsgröße einzelner Kolloidteilchen.

134. Allgemeine anorganische Arbeiten[4]).

Eine schon früher begonnene Arbeit zur Aufsuchung der im periodischen System fehlenden Elemente 43 und 75 wurde fortgesetzt. Auf Grund von Häufigkeitsschätzungen ergab sich, daß die Konzentration dieser Elemente an der Erdoberfläche etwa 10^{-12} bis 10^{-13} sein müßte. Weiterhin war es wahrscheinlich, daß diese beiden Elemente einerseits im Platinerz, andrerseits in den Mineralien der Erdsäuren in geringer Menge enthalten sein würden. Es wurde zunächst eine eingehende Prognose der chemischen und physikalischen Eigenschaften der Elemente 43 und 75 aufgestellt und daraufhin ein chemisches Anreicherungsverfahren ausgearbeitet, das auf etwa 200 verschiedene Mineralien angewandt wurde.

Als Reagens auf die Gegenwart der unbekannten Elemente wurde das Röntgenspektrum benutzt. Die röntgenspektroskopischen Arbeiten wurden gemeinsam mit O. Berg von der Firma Siemens & Halske im Physikalischen Laboratorium des Wernerwerkes M ausgeführt. Hierbei ergab sich in den

---

[1]) Fischer, Tepohl.
[2]) Mylius a. Gast.
[3]) Noddack.
[4]) Noddack, Tacke a. Gast.

angereicherten chemischen Produkten ein geringer Gehalt an beiden gesuchten Elementen. Es gelang bisher den Gehalt der Präparate am Element 43 auf 1%, am Elements 75 auf 5% zu steigern. Arbeiten zur Reindarstellung der Elemente sind im Gange. Für das Element 43 wurde der Name Masurium, für das Element 75 der Name Rhenium in Vorschlag gebracht (Anh. 1, Nr. 96).

In Tab. 1 sind die bisher gemessenen Röntgenlinien der beiden Elemente wiedergegeben.

Tabelle 1.

Wellenlängen in Å der gemessenen Linien der Elemente 43 und 75.

	43			75				
Benennung nach Siegbahn.	$K\alpha_1$	$K\alpha_2$	$K\beta_1$	$L\alpha_1$	$L\alpha_2$	$L\beta_1$	$L\beta_2$	$L\beta_3$
Gemessen	0,672	0,675	0,601	1,4299	1,4407	1,235	1,2048	[1,216[1])]
Berechnet	0,6734	0,6779	0,6000	1,4306	1,4406	1,2355	1,2041	1,2169

Tab. 2 enthält eine Auswahl der untersuchten Mineralien.

Tabelle 2.

Untersuchte Mineralien.

	43	75		43	75
Platinerz	+	+	Vanadinit	—	—
Osmiridium	?	+	Zinnblende	—	—
Sperrylith	+	?	Arsenkies	—	—
gediegen Iridium	—	—	Gadolinit	+	+
gediegen Palladium	?	?	Fergusonit	+	+
gediegen Gold	—	—	Monazit	—	—
Columbit	+	+	Zirkon	+	?
Tantalit	+	—	Zinnstein	—	—
Chromeisenstein	+?	—	Bleiglanz	—	—
Wolframit	—	+?	Molybdänglanz	—	—
Magneteisen	—	—	Grauspießglanz	—	—
Braunstein	—	—			
Manganblende	—	—	Gesteine		
Pechblende	?	—	Granite	—	—
Rutil	—	—	Olivin	+?	?
Titaneisen	—	+?	Serpentin	—	—

Laboratorium für Feinmechanik und Akustik[2]).

Die Tätigkeit des Laboratoriums war im Berichtsjahr ungünstig beeinflußt durch die lange andauernde Unsicherheit über seine räumliche Unterbringung. Anfang November erfolgte die Verlegung in das dritte Stockwerk des Dienstgebäudes der früheren Reichsanstalt für Maß und Gewicht. Die Einrichtung ist nahezu vollendet, mit Ausnahme der elektrischen Leitungen, deren Verlegung infolge Personalmangels noch aussteht. Die neuen Räume sind von ausreichender Größe, jedoch wegen der unmittelbaren Nachbarschaft der Werkstatt der Abt. I für Präzisionsmessungen weniger geeignet als die früheren. Wegen Fehlens eines Aufzuges werden Prüfungen an besonders sperrigen und großen Stücken, wie z. B. an Leitspindeln besonderer Länge, in Zukunft unterbleiben müssen. Die Zahl der wissenschaftlichen Beamten des Laboratoriums wurde im Berichtsjahr wieder um einen verringert. Die Mitarbeit des am 1. Jan. 1925 ausgeschiedenen Verwalters der Hauptwerkstatt, die sich auf uhrentechnische Untersuchungen erstreckte, fiel gleichfalls aus. Die Werkstattgeschäfte gingen bis 1. Okt. wieder auf den Laboratoriumsvorstand über.

---

[1]) Durch Zusammenfallen mit $WL\beta_{16}$ unsicher.

[2]) Göpel, Werner, Conrat.

135. Prüfungsarbeiten.

Die Anzahl der Prüfungsanträge betrug 177 gegen 67 im Jahre 1924 und erstreckten sich auf 359 (301) einzelne Gegenstände gemäß folgender Übersicht:

74 (86) Leitspindeln,	19 (11) Sphärometerringe,
1 (0) Gewindekopie,	2 (0) Flachkaliber,
47 (93) Normalgewinde,	2 (20) Kegellehren,
1 (0) Gewindefräser,	1 (0) Anschlagwinkel,
1 (0) Flankenmeßgerät,	6 (0) Gerstensortiersiebe,
22 (0) Grenzlehrdorne,	1 (0) Stoppuhr,
77 (2) Grenzrachenlehren,	105 (49) Stimmgabeln.

Hierzu traten zahlreiche Messungen für den Bedarf der Reichsanstalt selbst, u. a. an Quarzzylindern, Blenden, Spulen, Ohmrohren, Drähten und an einem Kondensator.

136. Ausbau der Prüfungseinrichtungen.

Zur Kontrolle des Flankenmeßgeräts der Reichsanstalt, das sich bei den Gewindeprüfungen bisher gut bewährt hat, wurden besondere, absolut meßbare Probekörper (Flankennormale) hergestellt. Sie bestehen gemäß Fig. 10 aus gehärteten, sorgfältig geschliffenen Stahlplatten von etwa 3 mm Dicke, deren Kanten $a\,b$ und $c\,d$ planparallel sind, während $< a\,d\,c$ als halber Flankenwinkel (30° bzw. 27,5°) normiert ist. Der Abstand $a\,b/c\,d$ wurde durch Vergleichung mit Endmaßen gemessen, der Winkel an Hand goniometrischer Messungen des Optischen Laboratoriums genau auf den Sollwert abgeglichen. Die Flankennormale sind, wie Fig. 10 zeigt, auf einen zylindrischen Stahldorn befestigt. Die Kante $a\,d$ ist durch Autokollimation genau senkrecht zur Zylinderachse gerichtet. Das Ganze findet zwischen den Spitzen des Flankenmeßgerätes Aufnahme, wobei die Meßplatte durch eine Libelle mit besonderer Fassung horizontal gestellt wird. Bei einwandfreier Justierung des Flankenmeßgerätes muß die Ausmessung der Platte in der Richtung AB den Wert $\frac{D}{\sin 30^0}$ bzw. $\frac{D}{\sin 27{,}5^0}$ ergeben. Zahlreiche Probemessungen gaben zwischen gemessenem und berechnetem Wert Übereinstimmung innerhalb $\pm 2\,\mu$.

Da das bisher benutzte Flankenmeßgerät nur für 40 mm größten Gewindedurchmesser bestimmt ist, wurde, um für die Prüfung noch stärkerer Gewinde gerüstet zu sein, in der Hauptwerkstatt ein zweites Gerät mit 100 mm Durchlaß gebaut. Das Instrument erhielt verschiedene mechanische Verbesserungen auf Grund der Erfahrungen mit dem ersten Modell. Insbesondere ist Vorkehrung getroffen, daß die für die Steigungsbestimmungen vorgesehene Längsschraube, deren Herstellung in entgegenkommender Weise von der Siemens & Halske A.-G. Wernerwerk erfolgte, jederzeit bequem durch Vergleichung mit Endmaßen kontrolliert werden kann.

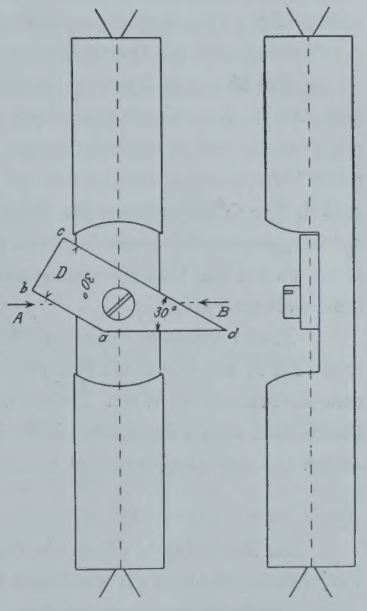


Fig. 10.

Bei den Gewindeprüfungen erfolgt die Messung des Profilwinkels meist auf dem Flankenmeßgerät. Zur Vornahme von Kontroll-Winkelmessungen an gröberen Gewinden wurde noch ein besonderer Apparat gebaut. Die Normalgewinde finden in einem kippbaren Gestell, dessen Drehung auf $\frac{1}{20}{}^0$ abgelesen werden kann, zwischen Spitzen Aufnahme. Die Gewindeflanken, deren Winkel zu bestimmen ist, werden nacheinander in lotrechte Stellung gebracht, indem man die Flanke mit einem die Vertikalstellung anzeigenden, empfindlichen Libellen-Fühlhebel abtastet. Die Differenz der Gradbogen-Ablesungen für beide Flankenstellungen gibt den Profilwinkel.

137. Prüfung von Rachenlehren.

Die im letzten Tätigkeitsbericht beschriebene Anordnung zur Prüfung von Rachenlehren wurde in einfacher Weise dahin ausgebaut, daß, entsprechend den Vorschriften des Normenausschusses, die Lehren auch unter bestimmten Drucken geprüft werden können. Von dieser zeitraubenden Untersuchung soll nur

in Ausnahmefällen Gebrauch gemacht werden, in der Regel dagegen die Maßhaltigkeit der Rachenlehren durch Miteinsendung und Ausmessung von in die Lehren passenden Vollkörpern festgestellt werden. Diese Festsetzung entspricht dem von der Reichsanstalt von jeher eingenommenen Standpunkt, der die dem subjektiven Gefühl unterworfene Feststellung, ob ein gemessener Vollkörper paßt oder nicht bzw. den Grad der Passung dem Antragsteller überlassen will.

138. Tonsender. Nach Fertigstellung der von Herrn Schering berechneten Induktionsspulen konnte der Tonsender in Benutzung genommen werden. Erste Versuche haben die erwartete Brauchbarkeit der Anordnung für die akustischen Zwecke des Laboratoriums ergeben. Die Eichung des Tonsenders erfolgte dabei mittels vorhandener Normal-Stimmgabeln durch Schwebungsbeobachtungen. Der Fortschritt der Arbeiten wurde jedoch dadurch behindert, daß die sich als notwendig herausstellende Beschaffung einer stärkeren konstanten Stromquelle, geeigneter Röhren und verschiedener Zubehörteile aus Geldmangel z. T. zurückgestellt werden mußte. Nach dem Vorgang von Herrn Schering soll durch Einschaltung des auch sonst im Laboratorium vielfach mit Erfolg benutzten phonischen Rades in den Schwingungskreis die absolute Auszählung beliebiger Schwingungszahlen ermöglicht werden.

139. Stimmgabeluntersuchungen. Die in der Reichsanstalt bisher nicht benutzte optische Methode der Stimmgabelvergleichung mittels Lissajous-Figuren gelangte zur praktischen Anwendung erstmalig bei Gelegenheit eines Auftrags der Pianofortefabrik Schiedmayer, für die Hochschule für Musik in Charlottenburg ein Harmonium in Dritteltonstimmung nach Busoni zu bauen. Ferner wurde die Methode bei der Neuherstellung von Normalen für die Stimmgabelsammlung des Laboratoriums und bei der Nachprüfung schon vorhandener Normale, vor allem bei der begonnenen Neubestimmung des Hauptnormals König (K) angewandt.

Zur Veranschaulichung der dabei erzielten Vereinfachung der Versuchsanordnung sei an jene erinnert, die Leman der ersten Bestimmung der Königschen Gabel mit dem phonischen Rad im Jahre 1889 zugrunde gelegt hat. Die elektromagnetisch betriebene Unterbrechungsgabel U von beiläufig 218 Schwingungen versetzt die zweite elektrisch erregte Hilfsgabel E, deren Eigenton dem der Normalgabel nahe steht, in erzwungene Schwingungen von der oberen Oktave der Unterbrechungsgabel, deren Schwingungszahl durch das phonische Rad ermittelt wurde. Beobachtet wurden die akustischen Schwebungen des Normals K und E. Die Schwebungen, die U und K beim Intervall einer Oktave auch ohne E miteinander geben, sind Leman keineswegs entgangen, indessen erklärt er: „Die direkte Zählung derselben bleibt aber doch etwas mißlich, weil das allmähliche Abnehmen der Tonstärke der ausschwingenden Normalgabel die Deutlichkeit der Wahrnehmung der Schwebungen sehr stark beeinträchtigt.[1])“

Die hier von Leman berührte Schwierigkeit läßt sich jedoch, soweit sie wirklich ins Gewicht fällt, durch einen Kunstgriff, dessen Erörterung zu weit führen würde, beheben. Die Hilfsgabel E von der Tonhöhe der zu untersuchenden Gabel K ist daher entbehrlich, und letztere läßt sich mittels akustischer Schwebungen unmittelbar an die Unterbrechungsgabel U anschließen, die auf die Schwingungszahl $\frac{K}{2}, \frac{K}{3} \cdots$ abgestimmt ist. Die Lissajous-Figuren werden dabei nur zur Herstellung des gesuchten Schwingungsverhältnisses benutzt, da das Ohr bei der Beurteilung so weiter Intervalle versagt, um so mehr als bei der Unterbrechungsgabel der Geräuschcharakter die Empfindung einer bestimmten Tonhöhe weit überwiegt.

Eine vorläufige Versuchsreihe, bei der sich die elektromagnetische Gabel um K herum bewegte, ergab für K bei 15° C die Einzelwerte 435, 198; 435, 194; 435, 199; 435, 198 gegenüber 435, 200 ± 5, dem Lemanschen Wert. Leider mußte die Untersuchung infolge verstärkter Inanspruchnahme des Bearbeiters durch feinmechanische Prüfungsarbeiten infolge Ausscheidens eines wissenschaftlichen Beamten aus dem Laboratorium vorläufig zurückgestellt werden.

Hauptwerkstatt[2]).

140. Allgemeines. Im Berichtsjahr blieb die Organisation der Hauptwerkstatt ungeändert. Für einen bereits im Vorjahr ausgeschiedenen wurde am 1. Oktober ein neuer Techniker eingestellt.

141. Stempelungen. Durch Stempelungsarbeiten an Stimmgabeln, Hefnerlampen, magnetischen Materialien und Meßgeräten, die bei der Abteilung I zur Eichung und Prüfung eingereicht wurden, usw. war die Werkstatt zeitweise stark in Anspruch genommen.

---

[1]) *Zeitschr. f. Instr.* **10**. *S. 171. 1890.* [2]) Göpel, Keil seit 1. Oktober.

142. Herstellung von Apparaten usw.

An größeren Arbeiten wurden u. a. vollendet:

1 Ladeschalteinrichtung für eine Hochspannungsbatterie,

1 Torsionsdynamometer,

2 Fassungen mit Kalkspatkompensatoren mit mikrometrischer Verschiebung,

1 Satz Prismen für Flankenmeßgerät.

In Angriff genommen:

6 große Plattenkondensatoren, davon einer fast fertiggestellt,

1 rotierender verstellbarer Sektor,

1 großes Höhenstrahlungsmeßgerät.

Daneben wurden die Messingteile für eine Schalttafel und mehrere Schaltbretter für das in Einrichtung begriffene Laboratorium des Präsidenten, eine Kuppelung, eine massive Grundplatte für eine größere Kathodenzerstäubungsanlage angefertigt. Außerdem wurden an Apparaten aus verschiedenen Laboratorien Änderungen und Verbesserungen angebracht und erneuerungsbedürftige Werkzeugmaschinen der Hauptwerkstatt mit vorhandenen Mitteln behelfsmäßig überholt. Hilfsarbeiten für andere Werkstätten und auch Reparaturen lagen in größerer Zahl vor.

Die Klempnerei und die Tischlerei waren wieder sehr, die Tischlerei wiederholt längere Zeit über die Leistungsfähigkeit hinaus in Anspruch genommen.

Anhang.

Veröffentlichungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Allgemeines.

1. Bericht über die Tätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt im Jahre 1924. *Zeitschr. f. Instrkde.* **45.** *S. 139, 185, 225. 1925.*
2. Wissenschaftliche Abhandlungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. **8.** Heft 2. 186 S. **9.** Heft 1. 186 S. Berlin, Julius Springer. 1925.
3. Mitteilungen der Physikalisch-Technischen Reicbsanstalt, Abteilung I für Maß und Gewicht. 9. Reihe, Nr. 1—7. Berlin, Julius Springer. 1925.
4. Eichordnung für das Deutsche Reich vom 8. November 1911. Neudruck mit Berücksichtigung der von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Abteilung I für Maß und Gewicht bis zum 18. Juni 1925 erlassenen Änderungen und Ergänzungen. Amtliche Ausgabe. 126 S. Berlin, Verlag Deutsches Reichsgesetzbuch. 1925.
5. Bekanntmachungen über Prüfungen und Beglaubigungen durch die Elektrischen Prüfämter. Nr. 191—204. *Reichsministerialblatt* **53.** *S. 1, 11, 29, 93, 115, 263, 327, 332, 352, 369, 1001, 1285. 1925. Elektrotechn. Zeitschr.* **46.** *S. 52, 350, 386, 462, 534, 698, 774, 1044, 1082, 1158, 1230, 1553, 1590, 1660, 1852. 1925.*
6. Prüfungsbestimmungen für den Vogel-Ossag-Zähigkeitsmesser. *Zeitschr. f. angew. Chem.* **38.** *S. 891. 1925. Petroleum.* **21.** *S. 1839. 1925.*

Abteilung I.

Private Veröffentlichungen.

7. Drewitz, Bearbeitung und kritische Besprechung der Judikatur im Maß- und Gewichtsrecht. *Jurist. Wochenschr. Ausg. B. Heft 20, S. 2276. Heft 24, S. 2795, 2804, 2806. 1925.*
8. Lenk, Sicherung genauer und übereinstimmender Meßgeräte. *Anz. f. Berg-, Hütten- und Masch.-Wes.* Nr. 105. 1925.
9. Lenk, Der internationale Metervertrag. *Köln. Ztg.*, Sondernum. v. 26. 9. 25.
10. Lenk, Die Meßkunde als nationales und internationales Problem in Meßgerät, wiss. Vortr. währ. d. Köln. Herbstmesse. 1925. S. 77.
11. Lenk, Auszüge im „Progressus", *Auslandsztschr. d. Ver. d. Ing.* **9.** S. 287 engl., S. 291 span. 1925.
12. Roerdansz, Metallkammern für Blutkörperzählung. *Münchner med. Wochenschr. 1925. Nr. 20.*
13. Roerdansz, Richtlinien zur Vornahme einer einwandfreien Milchfettuntersuchung vermittelst des acidbutyrometrischen Verfahrens nach Gerber. *D. Molkerei-Z. Hildesheim. Juli 1925.*

Abteilung II.

Amtliche Veröffentlichungen.

14. Alberti und Güntherschulze, Untersuchungen an Silitwiderständen bei Hochfrequenz. *Zeitschr. f. techn. Phys.* **6.** *S. 11. 1925.*
15. Engelhardt und Gehrcke, Die Aufnahme von schwachen Wechselströmen mit dem Glimmlichtoszillographen. *Zeitschr. f. techn. Phys.* **6.** *S. 153. 1925.*
16. Engelhardt und Gehrcke, Die Aufnahme von schwachen Strömen mit dem Glimmlichtoszillographen. *Zeitschr. f. techn. Phys.* **6.** *S. 439. 1925.*
17. Giebe und Alberti, Absolute Messung der Frequenz elektrischer Schwingungen. Ein Normalfrequenz- oder Wellenmesser. *Zeitschr. f. techn. Phys.* **6.** *S. 92, 135. 1925.*
18. Giebe, Alberti und Leithäuser, Zwischenstaatliche Messungen der Wellenlängen von Funkenstationen. *Elektr. Nachrichtentechnik.* Im Druck.
19. Giebe und Scheibe, Sichtbarmachung von hochfrequenten Longitudinalschwingungen piezoelektrischer Kristallstäbe. *Zeitschr. f. Phys.* **33.** *S. 335. 1925.*
20. Giebe und Scheibe, Eine einfache Methode zum qualitativen Nachweis der Piezoelektrizität von Kristallen. *Zeitschr. f. Phys.* **33.** *S. 760. 1925.*
21. Güntherschulze, Über ein Pseudohochvakuum. *Zeitschr. f. Phys.* **31.** *S. 606. 1925.*
22. Linckh und R. Vieweg, Über stroboskopische Beobachtungen. *Arch. f. Elektrotech.* **15.** *S. 489. 1925.*
23. Rogowski und V. Vieweg, Zusätzliche Verluste in kleinen Drehstrommotoren. *Arch. f. Elektrotechn.* **14.** *S. 574. 1925.*
24. Schering und Reichardt, Falschanzeige eines Drehstromzählers durch einen Erdschluß. *Elektrotechn. Zeitschr.* Im Druck.
25. Schering und Schmidt, Die elektrostatische Anziehung bei festen Isolierstoffen. *Zeitschr. f. techn. Phys.* **6.** *S. 19. 1925.*
26. R. Vieweg und Linckh, Über Schlüpfungs- und Drehzahlmessungen. *Elektrotechn. Zeitschr.* **46.** *S. 1107, 1925.*
27. V. Vieweg und R. Vieweg, Über Lagerversuche, Maschinenbau. **6.** 1926 (im Druck).

Private Veröffentlichungen.

28. Behnken, Maßnahmen zur Standardisierung der Röntgendosismessung in Deutschland. *Strahlentherapie* **20.** *S. 115. 1925.*
29. Behnken, Über Röntgenröhren. *Zeitschr. f. Instrkde.* **45.** *S. 287. 1925.*
30. Güntherschulze, Die Ablösearbeit der positiven Ionen. *Zeitschr. f. Phys.* **31.** *S. 507. 1925.*
31. Güntherschulze, Über die Vorgänge im Quecksilbervakuumlichtbogen. *Zeitschr. f. Phys.* **31.** *S. 509. 1925.*
32. Güntherschulze, Elektrolyse mit Gaskathode. *Zeitschr. f. Elektrochem.* **31.** *S. 187. 1925.*
33. Güntherschulze, Über eine Beziehung zwischen der Ablösearbeit der Elektronen und dem elektrochemischen Normalpotential. *Zeitschr. f. Phys.* **32.** *S. 186. 1925.*
34. Güntherschulze, Versuch einer Theorie der Erscheinung an der Kathode der Glimmentladung. *Zeitschr. f. Phys.* **33.** *S. 810. 1925.*
35. Güntherschulze, Der normale Kathodenfall in Krypton und Xenon. *Zeitschr. f. Phys.* **34.** *S. 549. 1925.*
36. Güntherschulze, Elektronenbahnen. *Zeitschr. f. Phys.* **34.** *S. 639. 1925.*
37. Güntherschulze, Die physikalischen Grundlagen der Quecksilbergleichrichter. *AEG-Mitteilungen. S. 96. 1925.*
38. Güntherschulze, Der Mechanismus der Glimmentladung. *Zeitschr. f. techn. Phys.* **6.** *S. 446. 1925.*
39. Güntherschulze und Germershausen, Übersicht über den heutigen Stand der Gleichrichter. Leipzig, Hachmeister & Thal. 1925.

40. Scheibe, Über ein empfindliches Hitzdraht-Luftthermometer zur Messung der Schwingungsenergie kurzer elektrischer Wellen. *Jahrb. d. drahtl. Telegr.* **25.** *S. 12. 1921.*
41. Scheibe, Die Erzeugung kurzer elektrischer Wellen. *Helios.* **31.** *S. 245, 261. 1921.*
42. Schering, Spezifischer Widerstand von Metallen. Hütte-Stauch, Taschenbuch der Stoffkunde. S. 168. 1925.
43. Schering, Die Prüfung der Isoliermittel. Hütte-Stauch, Taschenbuch der Stoffkunde. S. 176. 1925.
44. Schmidt, Die gesetzlichen Bestimmungen über die Messung der elektrischen Arbeit und ihre Bedeutung für die Praxis. *Mitteil. d. Vereinig. d. Elektrizitätswerke* **24.** *S. 317. 1925.*
45. Warburg, Zur Theorie der chemischen Wirkung in Siemensschen Röhren. *Zeitschr. f. Phys.* **32.** *S. 252. 1925.*
46. Warburg und Rump, Über Ozonbildung durch stille Entladung bei kleinen Drucken. *Zeitschr. f. Phys.* **32.** *S. 245. 1925.*
47. Zickner, Ein Differentialkondensator für Feineinstellzwecke. *Jahrb. f. drahtl. Telegr.* **25.** *S. 26. 1925.*

Abteilung III.

Amtliche Veröffentlichungen.

48. Henning und Heuse, Grundlage für die Verwirklichung der optischen Temperaturskale. *Zeitschr. f. Phys.* **32.** *S. 799. 1925.*
49. Holborn und Otto, Über die Isothermen einiger Gase zwischen + 400° und — 183°. *Zeitschr. f. Phys.* **33.** *S. 1. 1925.*
50. Meissner, Über die Heliumverflüssigungsanlage der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt und einige Messungen mit Hilfe von flüssigem Helium. *Physikal. Zeitschr.* **26.** *S. 689. 1925.*
51. Meissner, Verflüssigung des Heliums in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. *Die Naturwissenschaften* **13.** *S. 695. 1925.*
52. Meissner, Über die Vorgänge in den Gegenstromapparaten der Gasverflüssiger. *Zeitschr. f. techn. Phys.* Im Druck.
53. Scheel und Blankenstein, Über das spezifische Gewicht des Quecksilbers. *Zeitschr. f. Phys.* **31.** *S. 202. 1925.*

Private Veröffentlichungen.

54. Ebert, Entwicklung der Luftpumpe. *Glas u. Apparat.* **6.** *S. 207. 1925.*
55. Erk, Über die Normung von Einschraubthermometern. *Glas u. Apparat.* **6.** *S. 57, 65. 1925.*
56. Erk, Über Wärmefernleitungen. *Röhrenindustrie* **18.** *S. 1. 1925.*
57. Erk, Mitarbeit an „Männer der Technik", Herausg. C. Matschoss. Berlin, VDI-Verlag. 1925.
58. Henning, Die Grundlagen der Temperaturmessung und das deutsche Gesetz über die Temperatur-Skale. *Zeitschr. f. d. ges. Kälte-Industrie* **32.** *S. 4. 1925.*
59. Henning, Entwicklung der Thermodynamik. Kultur der Gegenwart: Physik. S. 137. 1925.
60. Henning, Das Gesetz über die Temperaturskale und die Wärmeeinheit vom 7. August 1924. *Die Naturwissenschaften* **13.** *S. 421. 1925.*
61. Henning, Der Schmelzpunkt des Hafnium-Oxyds. *Die Naturwissenschaften* **13.** *S. 661. 1925.*
62. Henning, Das Nernstsche Wärmetheorem. *Zeitschr. f. d. phys. u. chem. Unterricht.* **38.** *S. 169. 1925.*
63. Henning, Über die Methoden zur Bestimmung der effektiven Wellenlänge von Lichtfiltern, insbesondere bei der optischen Pyrometrie. *Zeitschr. f. Instrkde.* **45.** *S. 530. 1925.*
64. Jakob, Fortschritte der Wasserdampfforschung in Amerika. *Zeitschr. d. Ver. d. Ing.* **69.** *S. 712. 1925.*
65. Jakob, Aus der Tätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt im Jahre 1924. *Zeitschr. d. Ver. d. Ing.* **69.** *S. 1120. 1925.*
66. Jakob, Technische Physik. *Zeitschr. d. Ver. d. Ing.* **69.** *S. 106. 1925.*
67. Scheel, Die literarischen Hilfsmittel der Physik. *Die Naturwissenschaften* **13.** *S. 45. 1925.*
68. Scheel und Ebert, Fernthermometer. Halle a. S., Marholdsche Verlagsbuchhandlung. 1925.

Abteilung IV.

Amtliche Veröffentlichungen.

69. Gehrcke und Lau, Über das Wasserstoffspektrum. *Ann. d. Phys.* **76.** *S. 673. 1925.*
70. Janicki, Über die Balmerserie des Wasserstoffs. *Ann. d. Phys.* **76.** *S. 561. 1925.*
71. Lau, Anregungsmaxima einiger Spektrallinien in den Schichten der positiven Säule des Wasserstoffs. *Ann. d. Phys.* **77.** *S. 183. 1925.*
72. Müller, Über sehr dünne durchsichtige Metallfolien. *Sitzungsber. d. Preuß. Akad.d. Wiss. S. 464. 1925.*
73. Müller, Registrierapparat zur direkten Aufnahme von Durchlässigkeitskurven absorbierender Substanzen und spektraler Effekte. *Zeitschr. f. Phys.* **34.** *S. 824. 1925.*

Private Veröffentlichungen.

74. Gehrcke, Struktur der Spektrallinien. Kultur der Gegenwart: Physik. S. 680. 1925.
75. Gehrcke, Otto Lummer, *Zeitschr. f. techn. Phys.* **6.** *S. 482. 1925.*
76. Gehrcke, Neuere Ergebnisse der Feinstrukturforschung. *Physikal. Zeitschr.* **26.** *S. 675. 1925.*
77. Gehrcke und Reichenheim, Die positiven Strahlen oder Massestrahlen. Kultur der Gegenwart: Physik. S. 500. 1925.
78. Lau, Neue Apparate aus der Elektroakustik. *Elektrotechn. Zeitschr.* **19.** *S. 690. 1925.*
79. Lau, Beiträge zur Psychologie der Jugendlichen. 3. Aufl. Langensalza. 1925.
80. Lau, Zur Kenntnis der Psyche der Volksjugend. In: Jugendkunde und Schule. Langensalza. 1925.
81. Müller, Neuartige Metallfolien und Metallmembranen von glasklarer Durchsichtigkeit. *Helios* **30.** *S. 9. 1925.*

Laboratorium für Radioaktivität.

Amtliche Veröffentlichungen.

82. Bothe, Die Polarisation der gestreuten Röntgenstrahlen. *Zeitschr. f. Physik* **31.** *S. 24. 1925.*
83. Bothe und Geiger, Über das Wesen des Comptoneffektes. Ein experimenteller Beitrag zur Theorie der Strahlung. *Zeitschr. f. Physik* **32.** *S. 639. 1925.*
84. Kolhörster, Weitere Messungen der durchdringenden Strahlung am Jungfraujoch. *Sitzungsber. d. Preuß. Akad. d. Wiss. S. 120. 1925.*

Private Veröffentlichungen.

85. Bothe, Die Energiebilanz für die Absorption der Röntgenstrahlen. *Physikal. Zeitschr.* **26.** *S. 410, 473. 1925.*
86. Bothe, Der Streukoeffizient für harte Röntgenstrahlen. *Zeitschr. f. Phys.* **34.** *S. 819. 1925.*
87. Bothe (mit Paneth), Messungen auf dem Gebiet der Radioaktivität. In: Oswald-Luther, Hand- und Hilfsbuch f. physiko-chemische Messungen. 4. Aufl. Leipzig. 1925.
88. Bothe und Geiger, Experimentelles zur Theorie von Bohr, Kramers und Slater. *Die Naturwissenschaften* **13.** *S. 440. 1925.*
89. Fränz und Kallmann, Anregung von Spektrallinien durch chemische Reaktionen. *Die Naturwissenschaften* **13.** *S. 441. 1925.*
90. Fränz und Kallmann, Anregung von Gasspektren durch chemische Reaktionen. *Zeitschr. f. Phys.* **34.** *S. 924. 1925.*

Chemisches Laboratorium.

Amtliche Veröffentlichungen.

91. Eggert und Noddack, Zur Prüfung des Quanten-Äquivalentgesetzes an einigen Halogen-Silber-Emulsionen. *Zeitschr. f. Phys.* **31.** *S. 922. 1925.*
92. Eggert und Noddack, Zur Photochemie der Silberverbindungen. *Zeitschr. f. Phys.* **31.** *S. 942. 1925.*
93. Mylius, Die oxydische Kochsalzprobe für Aluminium. *Zeitschr. f. Metallkde.* **17.** *S. 148. 1925.*

Private Veröffentlichungen.

94. Noddack und Tacke, Zur Auffindung der Elemente Masurium und Rhenium. *Die Metallbörse. Heft 58. 1925.*

95. Noddack, Tacke und Berg, Die Eka-Mangane. *Die Naturwissenschaften* **13.** *S. 567. 1925.*

96. Noddack, Tacke und Berg, Zwei neue Elemente der Manganreihe. *Sitzungsber. d. Preuß. Akad. d. Wiss. S. 400. 1925.*

97. Tepohl, Chemische Glasprüfung. *Zeitschr. f. Instrkde.* **45.** *S. 389. 1925.*

98. Tepohl und Heinrichs, Über die Fleckenempfindlichkeit optischer Gläser. *Glastechn. Ber.* **3.** *S. 213. 1925.*

Pierre Louis Guinand

geb. den 20. April 1748, gest. den 13. Februar 1824.

Von

Moritz von Rohr in Jena.

(Schluß von S. 137.)

Man wird diesen kurzen Bericht nicht ohne innere Teilnahme an dem in seiner Heimat ganz vereinzelten Erfinder lesen. Ganz vereinzelten: denn weder an seinem zweiten Sohne Aimé noch an seinem Schwiegersohne, dem Maler Louis Couleru, hatte er einen wirklichen Gefährten. Er hat sich über alle die vielen Schwierigkeiten selber hinweghelfen und bei seinen beschränkten Mitteln seine glücklicherweise sehr reiche Erfindungsgabe anstrengen müssen, um Lösungsversuche anzugeben, die im Bereich seiner wirtschaftlichen Kräfte lagen. Selbstverständlich wurde ihm die weitere und weitere Verbesserung — er mochte sogar auf eine Vollendung hoffen — seiner Kunstfertigkeit zu einer Leidenschaft, und man möchte aus den in letzter Zeit durch Herrn L. Thévenaz[1]) mit musterhafter Sorgfalt veröffentlichten Familienpapieren schließen, daß sich sein Leben seit den ersten Jahren des 19. Jahrhunderts rastlos einzig um diese Aufgabe gedreht habe.

Dem heutigen Fachmanne ist es ein besonders großes Rätsel, was Guinand nach dem Eingehen seines eigenen Schleifbetriebes mit den hinreichend gelungenen Flintglasstücken machte, die ihm seine ziemlich zahlreichen Schmelzen doch ergeben haben werden. Von einer eigenen Verarbeitung wissen wir aus dieser Zeit nichts, und wenn sie bestand, so wird sie kaum sehr umfangreich gewesen sein, da man in weiterer Umgebung nichts von Les Brenets als einer Bezugsquelle für farbenfreie Erdfernrohre wußte. Daß er in umfangreichem Maße für ausübende Optiker den Rohstoff lieferte, kommt mir nicht sehr wahrscheinlich vor, weil er einen Abnehmer zu Paris, den ziemlich unbedeutenden Optiker Rochette, so sehr hervorhebt, obwohl er doch nur zwei Fernrohre von ihm angeben kann.

Vielleicht ist die Vermutung nicht zu kühn, wenn man annimmt, er habe die damaligen Hersteller von Flintglasbrillen mit seinen Flintglasstücken versorgt. Denn man muß nach einer ganzen Reihe voneinander unabhängiger, allerdings sehr zerstreuter Äußerungen annehmen, daß es mindestens seit dem Anfang des 19. Jahrhunderts bei verschiedenen Optikermeistern und Werkstätten üblich geworden war, derartige Brillengläser anzufertigen. Nimmt man einen solchen Bedarf für diesen Rohstoff an, so konnte er damals sehr wohl in nächster Nähe Guinands (Schweiz, Frankreich, Süddeutschland) vorhanden sein, und es ist dann auch nicht besonders erstaun-

[1]) *Pierre Louis Guinand et sa Famille. Mus. Neuch. 1924 (2).* **11.** *177—197, †.*

lich, daß diese Abnehmer ihren Kunden gegenüber von der besondern Beschaffenheit dieser Glasstücke weiter kein Aufheben machten.

Nach dem Eindruck, der Utzschneidern in der Erinnerung geblieben ist, zu schließen, mag übrigens die Guinandsche Hütte in Les Brenets 1805 in keinem guten Zustande gewesen sein. Damit stimmt es überein, daß Aimé Guinand in der Zeit vom Herbst 1805 bis zum Frühling 1814 keine merklichen Glasgeschäfte gemacht hat, und man kann auch darauf hinweisen, daß P. L. Guinand ohne langes Sträuben im Frühherbst 1805 seine Selbständigkeit aufgab, die er doch noch in seinem ungefähr gleichzeitigen zweiten Vorschlag an die Münchener Akademie zu bewahren gesucht hatte.

Jedenfalls aber wissen wir heute mit voller Sicherheit eine ganze Menge Einzelheiten von dem geistigen Besitz an Fachkenntnissen, mit dem der Schmelzmeister seinen Einzug in Benediktbeurn hielt. Schließen wir aus seiner noch erhaltenen Eingabe an die Münchener Akademie — sie wird aus dem Sommer 1805 stammen —, so wird man annehmen müssen, daß er sich seiner Sache sehr sicher glaubte und die Anfertigung von Stücken zu übernehmen gewillt war, die, wie Spiegelscheiben von $3^1/_2 : 2$ m Ausdehnung und Flintscheiben von $32^1/_2$ cm Durchmesser, schwerlich schon aus seinen Neuenburger Öfen hervorgegangen waren. Ein ähnlicher Plan, die Herstellung gegossenen Glases, erscheint am 10. Mai 1806 in Umrissen: er wurde nicht ausgeführt, so weit meine Kenntnis reicht.

Worauf es seinem Auftraggeber in erster Linie ankam, war verständlicherweise die Herstellung brauchbarer Flint-, aber auch Kronscheiben, während ihm die bloße Förderung theoretischer Erkenntnis für das Unternehmen in Benediktbeurn wohl in zweiter Linie gestanden haben wird.

Es ist nicht eben unwahrscheinlich, daß Utzschneider bei der Lesung der Schlußseiten in der Guinandschen Handschrift einigermaßen erstaunt gewesen ist, von Erfindungen aus der neuesten Zeit — man wolle hier an den kolbenförmigen Rührer denken — zu hören, die große Teile der alten Erfahrungen umstießen und doch noch nicht erprobt waren. Immerhin mag er, und das sollte man ihm wirklich hoch anrechnen, von seinem seit länger als Jahresfrist vorbereiteten Unternehmen nicht haben zurücktreten wollen. Er schloß also am 10. Mai 1806 einen vorläufigen Vertrag mit Guinand und überreichte ihm am Ende des gleichen Monats noch ein Geschenk von 80 Louisdor [= 1500 S.-Mk.] als Anerkennung, obwohl, aus den letzten Berichten der Handschrift auf Benediktbeurn zu schließen, dort schon wegen der noch unerprobten Tonarten der Umgebung Mißerfolge nicht ausgeblieben sein werden. Unter allen Umständen verfuhr J. Utzschneider 1806 und 1807 mit P. L. Guinand menschlicher als 23 oder 22 Jahre später die Leiter der Glashütte zu Choisy le Roy mit Henri Guinand (dem erfolgreichsten Sohne P. L. Guinands), dem man nach seinen Mißerfolgen während eines Jahres mit einem Worte der Anerkennung für die Bedeutung seiner Mitteilung doch den Stuhl vor die Tür setzte.

In einer Hinsicht trat Guinand in Benediktbeurn bestimmt in eine einigermaßen schwierige Stellung ein, als er nunmehr den Rohstoff für eine diesen verarbeitende, zunächst in München untergebrachte Abteilung zu liefern hatte. Reibungen zwischen dem Glasschmelzer und dem verarbeitenden Optiker sind fast mit Sicherheit zu erwarten, und man kann aus jüngster Zeit auf das Kühnsche[1]) Schriftchen

[1]) G. Kühn, Die Entwicklung der deutschen Optik zum Großbetrieb. Leipzig, Druck von Thalacker & Schöffer [1925]. 77 S. kl. 8°. S. 63. Zum Teil abgedruckt C. Z. 1925. **46**. 341/2; 358/9; 375; 1926. **47**. 49/50; 75/6; (noch nicht abgeschlossen).

hinweisen, wo das Goerzische Haus mit einer geradezu erschreckenden Deutlichkeit ähnliche Mißstimmungen hat schildern lassen, die es empfand, als es Glasabnehmer war: ob es sich um Chance Bros, Parra-Mantois oder gar Schott handelte, es waren allzumal Sünder und mangelten des Ruhms, den die neuen Glaswerke der Goerzischen Anstalt von ihren Abnehmern hoffentlich reichlich und täglich geerntet haben.

Daß die verschiedene Einstellung des Glasschmelzers zu dem Ergebnis seiner mühevollen Arbeit, und des ausführenden Optikers zu dem Rohstoff, dessen Beschaffenheit, wenn fehlerhaft, das erst recht mühevolle Werk seiner Hände wertlos machen kann, daß diese verschiedene Einstellung auch auf Guinands Benediktbeurner Stellung gewirkt hat, ist zwar von vornherein anzunehmen, läßt sich aber jetzt mit einer an Sicherheit grenzenden Wahrscheinlichkeit behaupten.

In dem Utzschneiderschen Nachlasse befindet sich, und hier ist wieder der Tätigkeit E. Voits rühmend zu gedenken, eine ganze Reihe von Briefen, hauptsächlich von Guinand an Utzschneider gerichtet, doch kommen auch Entwürfe zu Utzschneiders Antworten vor. Ihre Zeit ist die zwischen dem 6. Februar 1805 und dem 9. März 1816.

Verständlicherweise kann hier keine ins einzelne gehende Besprechung dieser mehr als 60 Nummern eingeschoben werden, und man muß sich an dieser Stelle auf die Schilderung des allgemeinen Eindrucks beschränken. Danach war das Verhältnis zwischen Guinand und seinem tatsächlich menschlich, ja gütig gesinnten, vielvermögenden Gönner zunächst uneingeschränkt erfreulich. Guinand arbeitete nicht nur an der Hütte für optisches Glas, sondern hatte auch ein Auge auf die große Hütte, in der Glas geblasen wurde; doch waren seine Berührungen mit den wohl aus Böhmen angeworbenen Schmelzern und Bläsern nicht durchweg sanft. Als eine Art Tausendkünstler wurde er ferner mit der Herstellung guter Hecheln und verbesserter Spinnräder — anscheinend dachte Utzschneider daran, in den Klostergebäuden Benediktbeurns auch Flachs verarbeiten zu lassen — betraut, und er hat sich bestimmt Mühe damit gegeben. Die Überwachung der Schleifarbeiten und der Herstellung von Fassungen sollte ihm auch unterstehen.

Auch aus den beiden Verträgen vom 10. Mai 1806 und vom 20. Februar 1807 geht klar hervor, daß man sich gegenseitig in dieser Stellung gefiel. Aber der oben als drohend geschilderte Schatten fiel doch auch in diese windstillen Tage, wie die beiden Briefe vom 15. und 18. Januar 1807 zeigen, denen wir einige Worte widmen müssen.

Utzschneider hatte darüber geklagt, daß er kein wirklich gutes Stück Flint- und Kronglas habe. Darauf antwortet ihm Guinand unter dem 15. Januar 1807:

„Es sind darin einige dicke Fäden und Blasen, aber ich bin davon überzeugt, „daß die nicht hindern, daraus gute Objektive zu machen. Das haben Sie mir auch „selber gesagt. Wollen Sie einige Stücke reines Glas haben, so müssen Sie mir „Ton für die Häfen geben, der sich nicht von der Glasmasse in dem Hafen an„greifen läßt, dann wird man Glas ohne einen Faden erhalten. Und wenn man mir „Sand oder Kieselerde eisenfrei liefert und Pottasche ohne irgendwelche Farben „verursachende Eisen- und Metallbeimischung, und schließlich noch völlig kalzinierten „Mennig und keinen gefälschten, so werde ich reines, blasenfreies Glas liefern."

Drei Tage danach schickt er einige Stücke Flintglas und fügt die Worte hinzu: „einige Fäden sind darin, aber sie stören den Gang der Lichtstrahlen gar nicht, sie

„beanspruchen nur einen kleinen Teil der Glasscheibe, wie wenn an ihrer Stelle etwas „Staub läge".

Man wird es Utzschneidern hoch anrechnen müssen, daß er diese Antwort ohne Bemerkung hinnahm; er wird sich wohl nicht genügend sachverständig gefühlt haben, um auf die Einzelheiten einzugehen. In der optischen Werkstätte zu München hatte damals wohl J. Niggl die Leitung der Schleifarbeiten, und es läßt sich nach Herrn A. Seitzens[1]) eingehendem Aufsatz von ihm vielleicht annehmen, daß er sich eben mit den Glasstücken abfand, die ihm geliefert wurden.

Jedenfalls wurde knapp einen Monat danach, wie schon gesagt, der endgültige für Guinand wesentlich günstigere Vertrag abgeschlossen, woraus man sicherlich schließen kann, daß damals auf Utzschneiders Seite kein Grund zu wesentlicher Unzufriedenheit vorlag.

Zu dem bald im Wortlaut vorliegenden Text des endgültigen Vertrages vom 20. Februar 1807 seien noch zwei Bemerkungen gemacht, da A. Guinands Wiedergabe vom Jahre 1829 an den betreffenden Stellen entweder lückenhaft ist oder kleine Abweichungen zeigt. Einmal hatte P. L. Guinand das Recht, auch anderswo als in Benediktbeurn zu wohnen, doch scheint er davon keinen Gebrauch gemacht und sich ständig an jenem Orte aufgehalten zu haben. Sodann war sein bares Gehalt auf 1600 Gulden (der Louisd'or zu 11 fl.) [= rund 2800 S.-Mk.] festgesetzt worden. Damit wird die auf A. Guinand zurückgehende Angabe von 1600 *Gold*gulden hinfällig.

Mit dem 3. Mai 1807 hört die Hauptmenge der erhaltenen Briefe Guinands auf, was ich im einzelnen nicht begründen kann. Im allgemeinen wird man auf Utzschneiders Bemerkung zurückverweisen können, daß er bald danach wieder in den Staatsdienst berufen wurde und die Überwachung der Glasherstellung Fraunhofern übertrug, dessen ganz ungewöhnliche Begabung von Reichenbach ja schon bald nach seiner Einstellung erkannt worden sein soll.

Hier hört nun unsere Kenntnis von Einzelheiten auf, und wir sind auf Vermutungen angewiesen, denn wie verschieden später P. L. Guinand und J. Utzschneider sowie J. Fraunhofer in ihren Ansichten auch waren, darin sind sie eines Sinnes gewesen, daß die Kenntnis einer erfolgreichen Leitung der Schmelztätigkeit vor andern geheimzuhalten sei. Wir müssen also den Benediktbeurner Aufenthalt Guinands vom Frühjahr 1807 ab so gut wie ganz aus Schlüssen ermitteln und uns gegenwärtig halten, daß man so eben nur eine mehr oder minder große Wahrscheinlichkeit erreichen kann. Immerhin ist es kaum zu bezweifeln, daß ein Optiker wie Fraunhofer recht bald gegen eine solche Milde der Beurteilung vorliegender Glasstücke Einspruch erhoben haben wird. Reibungen mögen früh begonnen haben und wurden vermutlich noch durch die Schwierigkeit der Verständigung erhöht, die zwischen dem Westschweizer Meister französischer Zunge und den oberbayrischen Angestellten und Arbeitern bestanden haben wird, wie solche ja schon oben erwähnt wurden. Es ist anzunehmen, daß sich seit 1807/8 mit Verlegung der unter dem jugendlichen Fraunhofer stehenden optischen Abteilung von München nach Benediktbeurn diese Mißhelligkeiten gesteigert haben werden. Mit diesem allem stimmt es gut überein, daß der in raschen Sprüngen aufrückende Optikermeister J. Fraunhofer bereits im August-September 1809 in das Schmelzverfahren eingeführt wurde, wogegen sich Guinand vergeblich gesträubt hat.

[1]) Der Münchner Optiker Josef Niggl. C. Z. 1923. **44**. 150/4 (5. VII.).

Damit beginnt nun ein neuer Abschnitt in der Geschichte der Kunst, optisches Glas zu schmelzen. Die Vereinsamung Guinands war nunmehr gehoben, denn der Mann, dem, wie oben bemerkt, die Lehre vom Licht die strenge Bestimmung des Brechungsverhältnisses, die zahlenmäßige Festlegung des Ganges der Zerstreuung im üblichen Kron und Flint und die Aufstellung eines wissenschaftlich begründeten Zieles für die Schmelzung wünschenswert gepaarter Glasarten verdankt, arbeitete mit ihm zusammen, zwei Jahre als Zuschauer und zwei Jahre als Vorgesetzter.

Wir wissen, wie zwei Wissenschafter ganz hohen Ranges, G. G. Stokes und E. Abbe, unabhängig voneinander den Wert gemeinsamer Arbeit im allgemeinen ungemein hoch gestellt und die wissenschaftliche Leitung von Glasschmelzen bestimmt in dieses Gebiet einbezogen haben. Dagegen können wir mit Bestimmtheit annehmen, daß Guinand vornehmlich die unangenehmen Seiten des Zusammenarbeitens empfunden hat: das Aufhören des Rechts, in Glassachen allein zu bestimmen, die stete Gegenwart und später sogar die Überordnung eines zunächst wohl noch mangelhafter als er geschulten, viel jüngeren, nach Sprache und Bekenntnis verschiedenen Mannes (der sich übrigens mit erstaunlicher Raschheit in der französischen Sprache zurechtgefunden zu haben scheint); alles dies mag ihn verletzt und verbittert haben.

Nach einem ebenfalls bald in sorgfältiger Übersetzung vorliegenden Briefe P. L. Guinands vom Jahre 1816 zu schließen, hat Fraunhofer auf Guinand nur abschreckend gewirkt. Während er von den Gelehrten seiner Bekanntschaft seinem ganzen Wesen nach sehr hoch gestellt wurde, ja während sich, wie an anderer Stelle zu zeigen sein wird, ein auswärtiger Gelehrter auch dann in anerkennender Weise über Fraunhofers Persönlichkeit geäußert hat, als er mit ihm im Streite stand, hatte Guinand kein Wort der Anerkennung für ihn. Wie schon gesagt, fehlt vorläufig jede Möglichkeit, diese Stellungnahme durch gleichzeitige Äußerungen oder Berichte zu erklären.

Wenn man also die Wirkung seiner Erfahrungen auf Guinand als störend oder gar kränkend anerkennen mag, so wird man doch an der Förderung der Schmelzkunst[1]) durch eine solche Zusammenarbeit nicht zweifeln wollen. Es scheint, als ob Fraunhofer die Steigerung des Hafeninhalts auf 4 Zentner bald durchgeführt habe, die in den alten Guinandschen Häfen nicht Platz fanden. Besser zum Schluß auf Verbesserungen geeignet ist die Bemerkung, daß man in Benediktbeurn, wie es scheint 1812, mit den Vorbereitungen für einen 7-Zöller [= 19 cm] nach Neapel begann, während in den ersten veröffentlichten Listen von 1811 und 1812 nur von viel kleineren Rohren die Rede gewesen war.

Im allgemeinen ist der Ruf: „hie Guinand, hie Fraunhofer“ namentlich in den 20er Jahren des vorigen Jahrhunderts mit großem Eifer erhoben worden, gleichsam als ob sich am treuesten für die heimische Art erweise, wer von den Verdiensten des Gegners möglichst viel in Frage stelle. Hier soll dieser Ton nicht weitergetragen werden: das Mißverhältnis zwischen diesen beiden in ihrer Art unvergleichlichen Männern scheint mir recht leichtverständliche Gründe gehabt zu haben, und es hätte

[1]) Hier ist heute eine Bemerkung zu der Warnung zu machen, die Guinand von Benediktbeurn aus an Sohn und Schwiegersohn gelangen ließ, sie sollten den Hafeninhalt besonders sorgfältig vor Ruß und Staub schützen (Die Naturw. 1925, **13**. 622 r.). Aus seiner oben behandelten Handschrift — man sehe z. B. Nr. 56 — wissen wir nunmehr, daß er ähnliche Beobachtungen schon 1805 niedergeschrieben hatte; er wird damit also nur eine, vielleicht sehr eindringliche, Bestätigung alter Erfahrungen erhalten haben.

einer ganz ungewöhnlichen Selbstbeherrschung bedurft, eine völlige Einmütigkeit herbeizuführen.

Immerhin hat sich Guinand, wie wir aus brieflichen Äußerungen wissen, in Benediktbeurn nicht dauernd unglücklich gefühlt, und ihn wird die weitere Verwirklichung seiner Hoffnungen zeitweise auch erfreut haben. Daß ihm die Entwicklung des daselbst aus dem Nichts hervorgezauberten optischen Betriebes einen großen Eindruck gemacht hat, kann man aus seiner Absicht schließen, ihn in seiner Heimat mit Hilfe seiner Angehörigen und des in Benediktbeurn angeworbenen Mechanikers Strahl nachzubilden. Freilich war, wie hier im Vorbeigehen bemerkt sei, die Wahl gerade Strahls recht unglücklich; er hat sich in seiner Geburtsstadt Stuttgart, wohin er wohl schon gegen Ende des Jahres 1815 reiste, um Geschäfte anzuknüpfen, so auffällig betragen, daß der dortige Hofmechaniker Baumann seinethalb eine ausführliche Anfrage an Fraunhofer richtete. Guinand hat sogar noch in den ersten Monaten 1816, als ihm wohl die Verwirklichung seiner Hoffnungen in der Heimat unsicher erschien, seine Bereitwilligkeit kundgetan, wieder in Benediktbeurn einzutreten; freilich lehnte er dabei in einer ungewöhnlich schroffen Form die gemeinsame Arbeit mit den beiden von Utzschneider als besonders tüchtig erkannten Männern, Fraunhofer und Blochmann, ab.

Hier soll grundsätzlich auf die moralische Seite des von Guinand geplanten Unternehmens nicht näher eingegangen werden; man muß sich nur gegenwärtig halten, daß Utzschneiders Groll durchaus berechtigt war, womit er Guinands Familiengründung mißbilligte, deren Bestehen ihm durch den Baumannschen Bericht über das mehr als unvorsichtige Benehmen Strahls in Stuttgart früh im Jahre 1816 angedeutet wurde. Er hat, dessen Benehmen als Vertragsverletzung auffassend, daraufhin mit Guinand endgültig[1]) gebrochen.

Seit dem Frühjahr 1814 war also Guinand wieder in der Heimat, sah aber ein, daß weder sein Sohn Aimé noch sein Schwiegersohn L. Couleru die Stellen ausfüllen konnten, die er ihnen zugedacht hatte, und so mußte er sich entschließen, von 1816 ab auf sein Abstandsgehalt zu verzichten und selber eine Glashütte zu leiten. Er mußte es, denn ein Mann wie er hing mit allen Fasern seines Herzens an der Aufgabe, die er selber ja gestellt hatte; und nur ein engherziger Geist würde sich darüber verwundern können, daß er, dem Fraunhofers gewaltige Persönlichkeit keinen Eindruck gemacht hatte, die Ergebnisse der Benediktbeurner Arbeitsgemeinschaft, an deren entscheidender Bedeutung der heutige Historiker gerechterweise festhalten muß, im wesentlichen sich selber zugeschrieben hat.

Es sieht nicht so aus, als sei er zunächst, wo er Hand- und Standfernrohre herstellte, sehr erfolgreich gewesen. Für diese Deutung sprechen drei Gründe gemeinsam: das Urteil des Stuttgarter Mechanikers Baumann über ein doch wohl von Guinand stammendes vierzölliges [= 11 cm] Objektiv, die Tatsache, daß in den Fachschriften im allgemeinen von einem weiteren Absatz dieser Erzeugnisse nicht die Rede ist, und schließlich der Umstand, daß H. Zschokke, der 1817 eine Besprechung der Bene-

[1]) An diese Stelle gehört eine weitere Bemerkung zu meiner letzten Mitteilung an die Naturw. 1925. **13**. 622 r. Ich habe dort einen von Herrn P. Dietisheim veröffentlichten Brief Guinands vom 7. Juni 1820 angeführt und seine Mitteilung von einer brieflichen Äußerung Utzschneiders an ihn als damit ungefähr gleichzeitig angenommen. Das war ein Irrtum meinerseits, wie eine Durchforschung der Münchener Akten erkennen ließ: Utzschneider wird nach dem Februar 1816 schwerlich mehr einen Brief an P. L. Guinand gerichtet haben.

diktbeurner Gründung in Aarau und für Schweizer schrieb, den Guinandschen Betrieb in Les Brenets nicht erwähnt.

Ich spreche hier ausdrücklich von dem Glasschleifer Guinand nicht; wer sich über seine Ansichten auf diesem Gebiete unterrichten will, findet Mitteilungen in dem großen Aufsatz, den E. Reynier in den letzten Lebenstagen seines verehrten Meisters zum Druck gab. Guinands größte Stärke hat zweifellos im Schmelzen optischen Glases gelegen, wo er, wie wir sahen, trotz seiner völligen Vereinzelung die Schwierigkeiten der Aufgabe erkannt und seiner beschränkten Mittel ungeachtet ungemein wichtige Wege zur Erreichung des Zieles eingeschlagen hat.

Es ist wohl ziemlich wahrscheinlich, daß er sich mit der Zeit mehr und mehr auf die bloße Lieferung von Schmelzgut zurückzog und sich da einen Namen machte, der in München-Benediktbeurn als unbequem empfunden wurde; hatte ja auch Baumann über das doch wohl von P. L. Guinand stammende Rohglas Strahls nicht ungünstig geurteilt. Hier weiß man heute etwas mehr über seine Scheiben, und wenn ihm diese auch nicht alle gelungen sind, so darf man ihn doch bestimmt nicht in dieser Zeit als einen unsicheren Schmelzfachmann bezeichnen. Gewiß möchte man das Ergebnis einer sorgfältigen Untersuchung des einen, heute noch mit Sicherheit auf ihn zurückzuführenden großen Fernrohrobjektivs in Dunsink kennen, aber nach den gleichzeitigen Äußerungen aus England und Frankreich kann nicht daran gezweifelt werden, daß seine Fertigkeit den dortigen Optikern damals genügte.

Über die Helfer zu dieser Zeit weiß man nicht viel; der zweite Sohn Aimé und seine Frau Rosalie sind ihm bestimmt zur Hand gegangen; er hat ferner auch den Pastor E. Reynier im Glasfach geschult und sich in ihm einen treuen Vertreter seiner Ansprüche in der wissenschaftlichen Welt erzogen. Daneben kommt auch noch eine Hilfskraft Berthet vor, die möglicherweise mit dem sogleich zu erwähnenden Schmelzer A. Berthet ein und dieselbe Persönlichkeit ist.

Aber die Guinand zugemessene Zeit war abgelaufen, und er verschied ohne langes Leiden am 13. Februar 1824. Namentlich in England hat man seine Leistungen gewürdigt, und die schönen Worte, die M. Faraday fünf Jahre nach dem Tode des ersten Glasfachmannes seinem Andenken widmete, können als Beweis dafür beigebracht werden.

Als der Vater am 13. Februar 1824 starb, hatte E. Reynier kein besonderes Zutrauen zu Aimé, der aber doch für mehrere Jahre einen Glashüttenbetrieb zu Les Brenets aufrecht zu erhalten vermochte. Das weiß man aus seiner Entgegnung auf Utzschneiders Erklärung gegen die Behauptung der von Henri beratenen Hütte zu Choisy le Roy. Nach diesen Äußerungen möchte man ihn auch im Besitz der Geschäftspapiere seines Vaters glauben.

Nach des Vaters Tode scheint auch der älteste Sohn Henri — lange Zeit ein Uhrmacher in Frankreich — für den Glasbetrieb Teilnahme gezeigt und sich bei seinem Stiefbruder Aimé einige Fachkenntnisse verschafft zu haben. Nach unsern beschränkten Kenntnissen ist er an unbeugsamer Willenskraft und Hingabe an die Schmelzkunst dem Vater am ähnlichsten gewesen und hat es schließlich unter allen als Schmelzer bekannten Vertretern des Westschweizer Hauses am weitesten gebracht.

Wahrscheinlich bestand schon kurz nach P. L. Guinands Tode auch eine weitere Glashütte unter der Führung von Rosalie Guinand, die sich bald mit Théodore Daguet zusammentat. Sie soll ursprünglich einer solchen Beschäftigung ablehnend gegenübergestanden haben, mag aber durch die Not dazu gezwungen worden sein. Mindestens für eine Zeit wurde der Betrieb in Chaillexon, Frau Rosaliens Heimat,

jenseits der französischen Grenze geführt, um den schweren französischen Einfuhrzöllen zu entgehen. Später haben diese Personen, denen sich A. Berthet anschloß, für einige Jahre gemeinsam in Solothurn geschmolzen, dann aber ihre Geschäftsbeziehungen wieder gelöst. Th. Daguet blieb in Solothurn und hat bis in die 50er Jahre gutes Glas, namentlich Fernrohrscheiben von anerkennenswerter Größe, geliefert, um dann 1857 seinen Betrieb stillzulegen; Ros. Guinand und A. Berthet haben ganz bestimmt gegen das Ende der 30er Jahre wieder in Grenzorten auf französischer Seite Glas geschmolzen und nach Paris verfrachtet, so daß sie 1839 bei einer Preisverteilung der Pariser Gesellschaft zur Beförderung des Gewerbfleißes je mit einer Schaumünze aus Platin ausgezeichnet werden konnten.

Es berührt den Geschichtsforscher sehr erfreulich, daß bei dieser Preisverteilung Utzschneiders Name als der eines Mannes erwähnt wurde, der bei der Förderung der Glasschmelzkunst nicht ohne Anerkennung bleiben dürfe. Vielleicht ist auch hier Aragos Einfluß zu spüren. — Die soeben erwähnten kleinen Hütten an der Grenze gegen die Schweiz sind möglicherweise bald nach der Preisverteilung eingegangen, da ihnen die Vergrößerung der Pariser Anstalt Henri Guinands vermutlich die Pariser Käufer mehr und mehr entzogen haben wird.

Henri Guinand hat bestimmt 1828 mit einigen französischen Glasfachmännern und Geldgebern optisches Glas in Choisy le Roy herzustellen versucht. Daß er das Rührverfahren im groben kannte, ist sicher, ob er sonst noch in die Kenntnisse seines Vaters eingeweiht war, läßt sich hier nicht ausmachen. Die Möglichkeit, daß er Aufzeichnungen des Vaters eingesehen hatte, wird sich schwerlich bestreiten lassen, und auch Herr L. Thévenaz ist dieser Ansicht.

Unter allen Umständen reichten seine Kenntnisse nicht aus, seinen Hintermännern Geschmack an einem weiteren Zusammenarbeiten mit ihm zu geben, und er mußte auf eigene Faust weiterarbeiten, das Ziel zu erreichen, das schon seinen Vater gelockt hatte. Einzelheiten wissen wir erst von 1832 ab, und man kann vermuten, daß ihm die Teilnahme Aragos, der sich mehrfach für ihn als einen sachkundigen und unermüdlichen Fachmann eingesetzt hatte, recht nützlich war. Dieser bedeutende Physiker stellte zweifellos H. Guinand weit über seine französischen Mitbewerber.

Von entscheidendem Einfluß war aber sicherlich die ungemeine Steigerung der Nachfrage nach optischem Glase. Schon die 1823 in Wien gemachte Neuerfindung des doppelten achromatischen Opernglases hat den Bedarf erhöht, da sie gerade in Paris mit Eifer aufgenommen und von geschickten Mechanikern ausgebaut wurde. Noch wichtiger war von 1839 ab die zauberhaft schnelle Heranbildung der Bildnisphotographen, die Linsen und damals namentlich große Linsen verlangten. Auch hier war es die Erfindung eines Wiener Fachmannes, die zu Paris in ganz großen Mengen nachgebaut wurde. Nach dem Bericht bei der schon oben erwähnten Preisverteilung zu schließen, waren die Betriebe von H. Guinand und in Choisy le Roy viel größer und bedeutender als die kleinen Glashütten nahe der Schweizer Grenze. Und so wird es gekommen sein, wie es kommen mußte, daß die geldkräftigeren Betriebe am Orte selbst, die kleineren Hütten in weiter Entfernung erdrückten: die Führung hatte zwar wieder ein Guinand, aber auf Kosten der von dem ersten Glasschmelzer selber geschulten Kräfte erhalten.

Zum Schluß sei noch eine Zeittafel gegeben, die als Ergänzung meines letzten Versuches dieser Art (Die Naturw. 1924. **12.** 796) dienen mag; sie enthält die Ergebnisse von Guinands neu durchforschter Handschrift und der letzten Westschweizer Ver-

öffentlichungen im wesentlichen auf Grund meiner letzten Äußerung in den Naturwissenschaften.

Zeittafel für P. L. Guinand und die Westschweizer Hütten.

Lebensalter:		1748 geboren.
Er stand im	21. Jahre:	1768 Herstellung von Flint im kleinen.
„ „ „	27. „	1774 in Mengen von 3 bis 4 Pfund.
„ „ „	28. „	1775 der Bau des ersten größeren Ofens.
„ „ „	39. „	1787 der Bau eines Ofens für 100 bis 150 Pfund Masse.
„ „ „	45. „	1792 erste Versuche mit dem Guß von Scheiben; danach wohl Senkversuche.
„ „ „	51. „	1798 Sommer; Beginn des Durchrührens zunächst und für längere Zeit mit dem pilzförmigen Rührer.
		1798 Anwendung der feineren, aus Paris mitgebrachten Schlierenprobe.
„ „ „	57. „	1804 Bemühungen bei der Münchener Akademie (nicht nachzuweisen, nur erschlossen).
„ „ „	58. „	1805 Übersiedlung nach Benediktbeurn.
„ „ „	59. „	1806 10. Mai erster, vorläufiger Vertrag.
„ „ „	59. „	1807 20. Februar zweiter, endgültiger Vertrag.
„ „ „	62. „	1809 August Einführung J. Fraunhofers in das Schmelzverfahren.
„ „ „	64. „	1811 Unterordnung unter Fraunhofer.
„ „ „	66. „	1813 Dezember Kündigung.
		1813 Abmachungen über das Verhältnis nach der Trennung.
„ „ „	67. „	1814 Mai Rückkehr nach Les Brenets.
„ „ „	68. „	1816 Aufgabe des Ruhegehalts; Errichtung einer eigenen optischen Werkstätte.
		Etwa von
„ „ „	71. „	1818 ab mehr und mehr Beschränkung auf die Lieferung von Rohglas.
„ „ „	76. „	1824 13. Februar Tod P. L. Guinands.

Aimé Guinand setzt das Geschäft in Les Brenets fort und ist sicher noch 1829 dort.

Verzieht 1832 (?) nach Chaillexon auf französischem Gebiet. Schlußjahr für seinen Betrieb unbestimmt.

Rosalie Guinand zunächst allein in Chaillexon.

1827 Verbindung mit Th. Daguet vorläufig in Chaillexon

1829 in Solothurn.

A. Berthet, wohl noch vom alten Guinand ausgebildet, eröffnet wann?, wo? eine Glashütte.

1834 besteht eine Gesellschaft Veuve Guinand, Daguet et Berthet in Solothurn, 1835 aufgelöst.

Rosalie Guinand zurück nach Chaillexon.

Bestand noch 1839.

Th. Daguet in Solothurn.

Stillgelegt 1857.

Alexis Berthet in Morteau.

Bestand noch 1839.

Das Polarisationsfeld eines Babinetschen Kompensators.

Von
J. Th. Groosmuller in Amsterdam.
(Mitteilung aus dem physikalischen Laboratorium zu Amsterdam, Direktor Prof. R. Sissingh.)

1. Zu genauen Messungen des Gangunterschiedes bei optischen Erscheinungen benutzt man den Babinetschen Kompensator mit einem Nicolschen Prisma als elliptischen Analysator. Dieser Kompensator besteht bekanntlich aus zwei Quarzkeilen mit gleichem Winkel, deren Keilkanten entgegengesetzt gerichtet sind. Die kristallographische Hauptachse liegt in dem einen Keil parallel zur Keilkante, in dem zweiten senkrecht zur Keilkante und parallel zur äußeren Seitenfläche. Die äußeren Seitenflächen der beiden Keile sind einander parallel, ebenso die beiden inneren. Die Phasendifferenz der beiden senkrecht zu einander polarisierten Wellen, die aus einer senkrecht zum ersten Quarzkeile einfallenden Welle entstehen, ist proportional der Differenz der in den beiden Keilen durchlaufenen Wege d_1 und d_2 und gleich $(d_1 - d_2)(\omega - \varepsilon)$, wenn ω und ε die beiden Hauptbrechungsindizes des Quarzes angeben.

Wie schon Sissingh[1]) bemerkte, besteht diese Proportionalität zwischen Phasendifferenz und $d_1 - d_2$ nur, wenn den oben angegebenen Bedingungen genügt wird. Auch hat dieser mehrere Eigentümlichkeiten des Polarisationsfeldes des Kompensators erklären können, wenn die Hauptebenen der beiden Keile nicht genau senkrecht zueinander stehen. Um die Hauptebenen genau senkrecht zueinander orientieren zu können, benutzte er den schwarzen Streifen im Polarisationsfelde zweier gekreuzten Nicolschen Prismen, wenn man dieses mit einem auf unendlich eingestellten Fernrohr beobachtet[2]).

Bringt man einen Quarzkeil zwischen die Nicolschen Prismen, so tritt der Streifen nur auf, wenn die Hauptebene des Keiles senkrecht zu einer der Polarisationsebenen der Prismen steht. Stellt man den zweiten Keil in oben angedeuteter Weise hinter den ersten, dann bleibt auch in der senkrechten Stellung der Hauptebenen der Streifen sichtbar, obwohl immer sehr undeutlich.

Eine andere Methode zur genauen Orientierung der Hauptebenen der Keile gab Haak[3]). Dieser benutzte, wie Sissingh, monochromatisches Licht, indem ein Spektrum auf den Spalt eines vor dem Polarisator gestellten Kollimators entworfen wurde. Da die Öffnungswinkel der Kollimatoren, deren Haak sich bediente, größer waren als bei der Untersuchung von Sissingh, war sein Spektrum weniger rein und konnte er jetzt einen ziemlich guten Streifen beobachten.

Reeser[4]) hat gezeigt, daß es sich hier um eine andere Erscheinung handelt, die er theoretisch begründete. Es treten nämlich mehrere schwarze Streifen auf im Bilde des im Fernrohr beobachteten Kollimatorspaltes[5]). Diese Erklärung bedarf

---

[1]) R. Sissingh, *Dissertation Leiden, 1885, S. 37 u. f.; Arch. Néerland.* **20.** *S. 171. 1886.*

[2]) Dieser Streifen ist fast gleichzeitig von Lippich und Sissingh beobachtet worden (1882 bzw. 1883). Ersterer gab eine angenäherte Erklärung dieses Streifens, letzterer hat diesen in umfangreicher Weise bei experimentellen Untersuchungen über metallische Reflektion und optische Eigenschaften magnetisierter Körper benutzt. Eine strenge theoretische Erklärung dieses Streifens findet sich in meiner Arbeit: *Arch. Néerl.* **8.** *S. 1—69. 1924.*

[3]) J. J. Haak, *Dissertation, Amsterdam 1918, Arch. Néerl.,* **6.** *1923. S. 198.*

[4]) C. A. Reeser, *Dissertation Amsterdam, 1921, Arch. Néerl.* **6.** *1923. S. 225.*

[5]) Ich habe bei der experimentellen Bestätigung der Theorie diese Methode abgeändert und das Licht, nachdem es den Analysator passiert hatte, spektral zerlegt.

jedoch einer Ergänzung im Falle zweier Keile, wenn also der Babinetsche Kompensator sich zwischen den Nicolschen Prismen befindet[1]).

Diese erweiterte Theorie gestattet außerdem mit großer Genauigkeit die Fehler in der Orientierung der beiden Keile zu berechnen.

2. Wie aus Fig. 1 ersichtlich, sind OO_1 und OE_1 die Spuren der Polarisationsebenen der beiden polarisierten Strahlen im ersten, OO_2 und OE_2 diejenige der entsprechenden Polarisationsebenen des zweiten Quarzkeiles. OP und OA sind die Spuren der Polarisationsebenen des Polarisators und des Analysators.

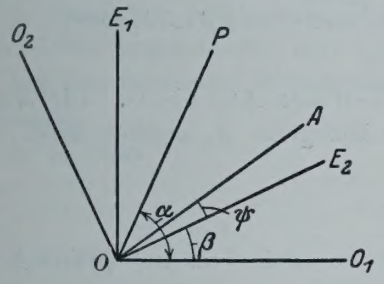


Fig. 1.

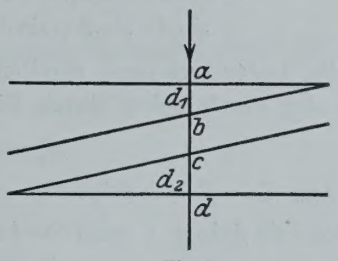


Fig. 2.

Setzen wir für den Lichtvektor des aus dem Polarisator tretenden Strahles $P\cos\tau$ und nennen die Phasenverzögerungen der ordentlichen bzw. außerordentlichen Wellen im ersten Keile:

$$\Delta_0 = 2\pi\frac{d_1}{\lambda_0}, \qquad \Delta_e = 2\pi\frac{d_1}{\lambda_e},$$

dann sind die Schwingungskomponenten des im zweiten Keile eintretenden Lichtes:

$$OO_1 = P\cos\alpha\cos(\tau_1 - \Delta_0), \qquad OE_1 = P\sin\alpha\cos(\tau_1 - \Delta_e).$$

Hierin ist $\tau_1 = \tau - 2\pi\frac{\overline{bc}}{\lambda}$ (Fig. 2), wenn $\overline{bc}$ der Weg der Strahlen zwischen den beiden Keilen ist.

Die Komponenten beim Austritt aus dem zweiten Keile sind, wenn $\Delta_0' = 2\pi\frac{d_2}{\lambda_0}$ und $\Delta_e' = 2\pi\frac{d_2}{\lambda_e}$ die respektive Phasenverzögerungen im zweiten Keile angeben:

$$OO_2 = -P\cos\alpha\sin\beta\cos(\tau_1 - \Delta_0 - \Delta_0') + P\sin\alpha\cos\beta\cos(\tau_1 - \Delta_e - \Delta_0'),$$
$$OE_2 = \quad P\cos\alpha\cos\beta\cos(\tau_1 - \Delta_0 - \Delta_e') + P\sin\alpha\sin\beta\cos(\tau_1 - \Delta_e - \Delta_0').$$

Der Lichtvektor des vom Analysator durchgelassenen Lichtes ist:

$$A_n = OO_2\sin\psi + OE_2\cos\psi.$$

Setzt man

$$\tau_2 = \tau_1 - \Delta_0 - \Delta_0', \qquad \delta_1 = \Delta_0 - \Delta_e, \qquad \delta_2 = \Delta_0' - \Delta_e',$$

so wird:

$$A_n = P[\cos\alpha\cos\beta\cos\psi\cos(\tau_2 + \delta_2) + \sin\alpha\sin\beta\cos\psi\cos(\tau_2 + \delta_1 + \delta_2)$$
$$- \cos\alpha\sin\beta\sin\psi\cos\tau_2 + \sin\alpha\cos\beta\sin\psi\cos(\tau_2 + \delta_1)]^2).$$

---

[1]) Weitere Merkmale für die genaue Orientierung der beiden Keile sind von Sissingh, Haak, Reeser (*a. a. O.*) angegeben.

[2]) Der Einfluß des Abstandes zwischen Kompensator und Analysator auf τ_2 kann unberücksichtigt bleiben.

Setzt man $A_n = A\cos(\tau_2 + \varphi)$, dann folgt durch Elimination von τ_2, indem man schreibt $X = A\cos\varphi$, $Y = A\sin\varphi$:

$$\left.\begin{aligned} X = P[&\cos\alpha\cos\beta\cos\psi\cos\delta_2 + \sin\alpha\sin\beta\cos\psi\cos(\delta_1+\delta_2) - \cos\alpha\sin\beta\sin\psi \\ &+ \sin\alpha\cos\beta\sin\psi\cos\delta_1], \\ Y = P[&\cos\alpha\cos\beta\cos\psi\sin\delta_2 + \sin\alpha\sin\beta\cos\psi\sin(\delta_1+\delta_2) \\ &+ \sin\alpha\cos\beta\sin\psi\sin\delta_1]. \end{aligned}\right\} \quad 1)$$

Die Intensität dieses Lichtes ist:

$$\begin{aligned} J = A^2 = X^2 + Y^2 = {}^1/_2 P^2[&1 + \cos 2\alpha\cos 2\beta\cos 2\psi + \sin 2\alpha\sin 2\beta\cos 2\psi\cos\delta_1 \\ &- \cos 2\alpha\sin 2\beta\sin 2\psi\cos\delta_2 + \sin 2\alpha\sin 2\psi\cos 2\beta\cos\delta_1\cos\delta_2 \\ &+ \sin 2\alpha\sin 2\psi\sin\delta_1\sin\delta_2]. \end{aligned} \quad 2)$$

Es treten schwarze Streifen auf, wenn $J = 0$ also $X = Y = 0$. Die Formeln lassen sich vereinfachen durch Einführung einer Hilfsgröße Δ, gegeben durch

$$\delta_1 = \delta - \Delta, \qquad \delta_2 = \delta + \Delta.$$

Aus $X = Y = 0$ folgt:

$$\left.\begin{aligned} -\cos\alpha\sin\beta\sin\psi &+ \cos\beta\cos\Delta\cos(\alpha-\psi)\cos\delta - \cos\beta\sin\Delta\cos(\alpha+\psi)\sin\delta \\ &+ \sin\alpha\sin\beta\cos\psi\cos 2\delta = 0, \\ \cos\beta\cos\Delta\cos(\alpha-\psi)\sin\delta &+ \cos\beta\sin\Delta\cos(\alpha+\psi)\cos\delta \\ &+ \sin\alpha\sin\beta\cos\psi\sin 2\delta = 0. \end{aligned}\right\} \quad 3)$$

Multiplizieren wir diese Gleichungen mit $\sin\delta$ bzw. $\cos\delta$, so folgt nach Addierung

$$\sin\delta = -\cot\beta\sin\Delta\cot(\alpha+\psi). \quad 4)$$

Werden die Gleichungen 3) mit $\cos\delta$ bzw. $\sin\delta$ multipliziert, so folgt nach Subtraktion:

$$\cos\delta = -\cot\beta\cos\Delta\cot(\alpha-\psi). \quad 5)$$

Aus 4) und 5) folgt:

$$\sin^2\Delta\cot^2(\alpha+\psi) + \cos^2\Delta\cot^2(\alpha-\psi) = \operatorname{tg}^2\beta. \quad 6)$$

3. Aus den letzten drei Gleichungen lassen sich alle Einzelheiten der schwarzen Streifen herleiten.

Betrachten wir zuerst einige Sonderfälle.

Es sei $d_1 = d_2$; dann ist $\delta_1 = \delta_2 = \delta$, $\Delta = 0$.

Aus 6) folgt:

$$\cot^2(\alpha-\psi) = \operatorname{tg}^2\beta, \quad \text{also} \quad \alpha - \psi \pm \beta = \frac{2k_1+1}{2}\pi \qquad (k_1 = \text{ganze Zahl}).$$

Es ergeben sich also zwei Fälle:

a) $\alpha - \psi - \beta = \dfrac{2k_1+1}{2}\pi$, wobei aus 4) und 5) folgt: $\delta = 2k\pi$;

b) $\alpha - \psi + \beta = \dfrac{2k_1+1}{2}\pi$, „ „ „ „ „ „ $\delta = (2k+1)\pi$.

Da β, welcher den Fehler in der Orientierung der Hauptebenen der beiden Keile angibt, immer sehr klein ist und die Polarisationsebenen der beiden Nicolschen Prismen einen Winkel $\alpha - \psi - \beta$ miteinander bilden (Fig. 1), treten die schwarzen Streifen nur auf, wenn die Nicolschen Prismen gekreuzt bzw. nahezu gekreuzt sind. Es werden nur die Farben des im Fernrohr beobachteten Spektrums ausgelöscht, für deren Wellenlänge $\delta = 2k\pi$ oder $\delta = (2k+1)\pi$.

Es treten also schwarze Streifen auf bei zwei Werten des Azimuts des Polarisators gegen die Polarisationsebene des Analysators.

Die Gleichungen 4), 5) und 6) geben noch mehr Einzelheiten der schwarzen Streifen. Es sei $\alpha + \psi = k\pi$, dann treten, wenn $\Delta = 0$, nur Streifen auf, indem

$$\cos\delta = \cot\beta \cot 2\psi .$$

Da $|\cos\delta| \leqq 1$ und $\cot\beta$ immer sehr groß, ist ψ nahezu $\pi/4 \pm {}^1/_2 k\pi$. Aus dieser letzten Gleichung läßt sich auch die Bewegung der Streifen im Spektrum vorhersagen, wenn die Stellung des Polarisators bzw. Analysators geändert wird[1]).

4. Setzen wir jetzt voraus, daß die durchlaufenen Wege der Strahlen in den beiden Keilen ungleich sind, also $d_1 \gtrless d_2$, $\Delta \lesseqgtr 0$.

Für eine bestimmte Wellenlänge kann $\Delta = k\pi$ sein. In diesem Falle gilt das in § 3 Gesagte.

Es sei jetzt

$$\Delta = \left(\frac{2k+1}{2}\right)\pi .$$

Aus Gl. 6) folgt:

$$\cot(\alpha + \psi) = \pm \operatorname{tg}\beta$$

oder

$$\alpha + \psi \pm \beta = \frac{2k+1}{2}\pi .$$

Gl. 4) gibt dann die Farben, für welche die Auslöschung stattfindet:

$$\sin\delta = \mp \sin\Delta , \qquad |\sin\Delta| = 1 .$$

Außerdem folgt aus 6) noch: $\cos(\alpha - \psi) = \pm\infty$, also $\alpha - \psi = k\pi$, womit aus 4) erhellt:

$$\sin\delta = -\sin\Delta \cot\beta \cot 2\psi \quad \text{und} \quad |\sin\Delta| = 1 .$$

Also muß ψ wieder nahezu $\pi/4 \pm {}^1/_2 k\pi$ sein.

5. Es sei jetzt $\Delta \neq 0$, aber ganz klein.

Aus 6) folgt, da β immer sehr klein ist: $\cot(\alpha - \psi)$ sehr klein.

Wir setzen dementsprechend $\alpha - \psi = \frac{2k_1+1}{2}\pi + \varepsilon_1$ (ε_1 sehr klein, von derselben Größenordnung wie β).

Da jetzt

$$\alpha + \psi = \left(\frac{2k+1}{2}\right)\pi + \varepsilon_1 + 2\psi$$

ist, folgt aus 6):

$$\sin^2\Delta \operatorname{tg}^2(\varepsilon_1 + 2\psi) + \cos^2\Delta \operatorname{tg}^2\varepsilon_1 = \operatorname{tg}^2\beta .$$

Wenn ψ klein ist, also bei kleinem Azimut des Analysators, kann das erste Glied vernachlässigt werden und findet man, wenn $\cos^2\Delta = 1$, $\varepsilon_1 = \pm\beta$, also

$$\alpha - \psi = \frac{2k+1}{2}\pi \pm \beta .$$

Aus 4) folgt, daß $\sin\delta$ sehr wenig von 0 abweicht. Bei zunehmendem ψ nimmt ε_1 ab und nähert $\alpha - \psi$ sich $\frac{2k+1}{2}\pi$.

---

[1]) Mehrere Einzelheiten finden sich in meiner ausführlicheren Arbeit: *Arch. Néerl. 8. S. 69 bis 108, 1924*, wo auch eine experimentelle Bestätigung gegeben ist.

Gl. 4) gibt $\sin\delta = \cot\beta \sin\Delta \operatorname{tg}(\varepsilon_1 + 2\psi)$; woraus erhellt, daß $\sin\delta$ noch immer sehr klein ist. Nimmt ψ fortwährend zu, dann nähert ε_1 sich dem Werte Null und es folgt aus 6)

$$\operatorname{tg}^2 2\psi = \frac{\operatorname{tg}^2\beta}{\sin^2\Delta},$$

und aus 4)

$$\sin\delta = \pm 1.$$

Bei Vergleichung mit § 3 ergibt sich, daß sowohl für $\Delta = 0$ als Δ klein zwei Systeme von schwarzen Streifen auftreten können. Der maximale Wert von ψ, bei dem noch Streifen auftreten, ist $< \pi/4$.

Der Unterschied ist sehr gering, wenn Δ sehr klein ist hinsichtlich β.

6. Nehmen wir zum Schluß an, daß Δ weder nahezu gleich $k\pi$ noch $\frac{2k+1}{2}\pi$ ist, so findet man aus 6), daß $\cot(\alpha - \psi)$ und $\cot(\alpha + \psi)$ sehr klein sein müssen. Setzen wir dementsprechend

$$\alpha + \psi = \frac{2k_1+1}{2}\pi + \varepsilon_1, \qquad \alpha - \psi = \frac{2k_2+1}{2}\pi + \varepsilon_2,$$

oder

$$\alpha = (k_1 + k_2 + 1)\pi/2 + {}^1/_2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2), \qquad \psi = (k_1 - k_2)\pi/2 + {}^1/_2(\varepsilon_1 - \varepsilon_2).$$

Da ε_1 und ε_2 klein sind, folgt hieraus, daß α und ψ nahezu um $\pi/2$ von einander abweichen.

Aus 6) folgt

$$\varepsilon_1^2 \sin^2\Delta + \varepsilon_2^2 \cos^2\Delta = \beta^2. \qquad 6')$$

Es sei jetzt

$$\alpha = \pi/2 + {}^1/_2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2), \qquad \psi = {}^1/_2(\varepsilon_1 - \varepsilon_2), \qquad (\text{also } k_1 = k_2 = 0)$$

so folgt aus 6'):

$$\varepsilon_2 = -2\psi\sin^2\Delta \pm \sqrt{\beta^2 - 4\psi^2\sin^2\Delta\cos^2\Delta},$$
$$\alpha = \pi/2 + \psi\cos 2\Delta \pm \sqrt{\beta^2 - 4\psi^2\sin^2\Delta\cos^2\Delta}.$$

Jedem Werte von ψ $\left(\psi^2 \leqq \frac{\beta^2}{\sin^2 2\Delta}\right)$ entsprechen zwei ungleiche Werte von α, welche um $2\sqrt{\beta^2 - \psi^2\sin^2 2\Delta}$ voneinander abweichen.

Die Differenz ist ein Maximum für $\psi = 0$ und nähert sich dem Werte Null für $\psi = \pm\frac{\beta}{\sin 2\Delta}$.

Die Wellenlängen, welche in den beiden Stellungen des Polarisators ausgelöscht werden, sind auch verschieden. Aus 4) und 5) geht hervor:

$$\sin\delta = -\frac{\varepsilon_1\sin\Delta}{\beta}, \qquad \cos\delta = -\frac{\varepsilon_2\cos\Delta}{\beta}.$$

Da zu einem Werte ψ des Analysators zwei Werte α und ε_2 gehören, folgt hieraus, daß die entsprechenden Werte von δ auch verschieden sind.

7. Es soll jetzt der Fall $\beta = 0$ betrachtet werden.

Aus 6) folgt:

$$\alpha - \psi = \frac{2k_1+1}{2}\pi, \qquad \alpha + \psi = \frac{2k_2+1}{2}\pi.$$

Die Intensität ist also gleich Null, wenn die Polarisationsebenen des Polarisators und Analysators senkrecht auf einander stehen und mit den Hauptebenen zusammenfallen; es treten aber keine Streifen auf.

Bei diesen Betrachtungen ist keine Rücksicht darauf genommen, daß die Quarzplatten keilförmig sind. In meiner in § 3 zitierten Arbeit ist nachgewiesen, daß dies ohne jede Vernachlässigung geschehen kann.

Es ist jedoch wünschenswert, das durch den Kompensator hindurch tretende Lichtbündel durch einen schmalen Spalt zu begrenzen, sei es an der ersten oder an der letzten Endfläche des Kompensators. Dieser Spalt ist schon von Sissingh eingeführt worden (§ 1, *a. a. O.*).

8. In meiner in § 3 zitierten Arbeit habe ich gezeigt, daß die oben entwickelte Theorie mit den dazu angestellten Versuchen im Einklang steht.

Dies wird hier übergangen und nur die Methode angegeben zur genauen Aufstellung der beiden Keile, welche aus der Theorie hervorgeht. Die Aufstellung des Kompensators genügt den folgenden Bedingungen:

a) Die Seitenfläche der beiden Keile können einander parallel gestellt werden. b) Die vorderen und hinteren Endflächen stehen senkrecht zur Achse des einfallenden Lichtbündels. c) Der erste Keil kann mittels einer Schraube um die Achse des einfallenden Lichtbündels gedreht werden. d) Vor diesem Keile steht ein Spalt, dessen Breite reguliert werden kann und der sich um eine Achse senkrecht zur Endfläche des Keiles drehen kann[1]). Ein paralleler Strahlenbündel passiert den Kompensator und wird mittels einer Linse auf den Spalt eines Spektroskops mit gerader Durchsicht konzentriert. In diesem Spektrum werden die schwarzen Streifen beobachtet.

Eine Drehung des ersten Keiles [Bedingung c)] um 6^0 genügt.

Um die Schraube zu eichen, entfernt man den zweiten Keil. Nach der von Reeser (§ 1, *a. a. O.*) gegebenen Theorie treten die schwarzen Streifen im Spektrum auf, wenn $\delta = 2k\pi$ bzw. $\delta = (2k+1)\pi$. Im ersten Falle ist:

$$\alpha - \psi = \frac{2k_1 + 1}{2}\pi, \qquad \text{im zweiten } \alpha + \psi = \frac{2k_2 + 1}{2}\pi.$$

Stellen wir den Polarisator in einen bestimmten Azimut α, dann gibt es zwei Werte ψ, für welche schwarze Streifen auftreten. Diese beiden Werte genügen der Bedingung $\psi_1 + \psi_2 = k\pi$. Setzen wir hier $k = 0$, dann sind die beiden Stellungen des Analysators symmetrisch zu einer Hauptebene des Keiles.

Bestimmt man also bei einem Werte von α die beiden Werte ψ_1 und ψ_2, so geht daraus die Stellung der Hauptebene hervor.

Dreht man jetzt den Keil um einige Schraubenteile und bestimmt man wieder die Werte von ψ, so ist hieraus der Wert der Schraubenteile in Bogenmaß zu berechnen.

9. Die oben gegebene Theorie gestattet jetzt auch den zweiten Keil so zu stellen, daß die Hauptebenen der beiden Keile aufeinander senkrecht stehen.

Wir setzen beide Keile in der Stellung $d_1 = d_2$ (§ 3) und brauchen dann folgende Formeln:

$$\alpha - \psi - \beta = \frac{2k_1 + 1}{2}\pi, \qquad \alpha - \psi + \beta = \frac{2k_1 + 1}{2}\pi,$$

[1]) Siehe für die Einrichtung des Kompensators die in § 1 zitierten Arbeiten von Sissingh Haak und Reeser, sowie meine in § 3 angegebene Arbeit.

mit

$$\delta = 2k\pi \quad \text{bzw.} \quad (2k+1)\pi .$$

Es sei $\chi = \alpha - \beta - \psi$ der Winkel zwischen den Stellungen des Polarisators und Analysators, woraus folgt:

$$\chi = \frac{2k_1+1}{2}\pi , \qquad \chi + 2\beta = \frac{2k_1+1}{2}\pi .$$

Die Differenz beider Einstellungen gibt dann den Winkel β.

Folgendes Beispiel kann dies näher erläutern.

Die in folgender Tabelle gegebenen Einstellungen des Analysators sind die Mittelwerte aus einer großen Anzahl, da die Einstellung auf größter Schwärze der Streifen nicht mit großer Genauigkeit geschehen kann.

Tabelle.

Ablesung auf der Schraubentrommel	Analysator		Differenz
	1. Streifensystem	2. Streifensystem	
8,00	286° 15′	289° 29′	194′
9,00	19′	288° 12′	113′
10,00	20′	287° 7′	47′
11,00	30′	286° 2′	— 28′
12,00	25′	284° 39′	— 106′

Nach obigen Formeln können wir, wenn wir die beiden Stellungen des Analysators ψ_1 und ψ_2 nennen, ableiten

$$\psi_2 - \psi_1 = 2\beta .$$

Im Falle $\beta = 0$ ist also die Differenz gleich Null, oder fallen die beiden Einstellungen zusammen. Aus der letzten Spalte der Tabelle oder aus den zwei anderen kann man die Schraubeneinstellung bei $\beta = 0$ berechnen (mittels kleinster Quadrate).

Die gefundenen Werte sind jedoch nicht zuverlässig, da die Theorie fordert, daß ψ_1 unabhängig ist von der Stellung der Hauptebene des zweiten Keiles.

Man kann also auch den Mittelwert von ψ_1 aus der Tabelle berechnen und dann mittels der Differenzen die Schraubeneinstellung für $\beta = 0$ berechnen.

Man findet für die Schraubeneinstellung 10,59 bzw. 10,62, also im Mittel 10,6.

Der Fehler, welcher aus diesen Berechnungen folgt, war im Bogenmaß weniger als 1′.

Diese Genauigkeit läßt sich noch steigern, wenn man die Stellung $\beta = 0$ mit mehreren Schraubenstellungen bestimmt und wenn man mit größerer Intensität arbeitet, wodurch die Einstellungen auf größter Schwärze genauer werden.

Die Genauigkeit von Kreisteilungen.

Von

Dr. Ing. e. h. **Adolf Fennel** in Cassel.

Über die Genauigkeit von Kreisteilungen sind in dieser Zeitschrift kürzlich zwei sehr lehrreiche Abhandlungen von Ing. Schermerhorn[1]) und Ing. Prof. Heuvelink[2])

[1]) Vergleichung des neuen Zeiß-Theodolits mit heutigen Konstruktionen. *Diese Zeitschr.* **45.** *S. 16. 1925.*

[2]) Prüfung der Kreisteilungen von Theodoliten und Universalinstrumenten. *Diese Zeitschr.* **45.** *S. 70. 1925.*

veröffentlicht worden, die Gegenäußerungen von O. v. Gruber[1]), H. Wanschaff[2]), Schönrock[3]) und de Koningh[4]) sowie eine Entgegnung von Schermerhorn[5]) hervorgerufen haben.

Auf die erste dieser Abhandlungen soll nicht näher eingegangen werden, da die von Ing. Schermerhorn untersuchte Gruppe von Instrumenten nur bestimmten begrenzten Zwecken und Ansprüchen genügen soll, wobei eine „Steigerung der zu erreichenden Genauigkeit über dieses Maß hinaus in solchen Fällen vollkommen sinnlos wäre".

Ganz anders liegen die Verhältnisse für die Teilungen von Theodoliten und Universalinstrumenten mit Ablesung durch Schraubenmikroskope für astronomisch-geodätische Zwecke und für Triangulationen höherer Ordnung, für die ein Höchstmaß von Genauigkeit erstrebt werden muß, wie Prof. Heuvelink in dem ersten Satze seiner Abhandlung auseinandergesetzt hat. Zu derselben Forderung höchster Teilungsgenauig-

Tabelle A.

Julius Wanschaff						Hermann Wanschaff					
35 cm ϕ		21 cm ϕ		14 cm ϕ		27 cm ϕ		21 cm ϕ		18 cm ϕ	
Nr.	τ	Nr.	τ	Nr.	τ	Nr.	τ	Nr.	τ	Nr.	τ
$\frac{8a+8b}{2}$	0,30″	10	1,00″	21	0,86″	27	0,78″	30	1,11″	33	0,54″
		11	0,41	$\frac{22a+22b}{2}$	0,72	28	0,48	31	1,29	34	0,81
		12	0,42			29	0,69	32	0,55	35	0,68
		13	0,36	$\frac{23a+23b}{2}$	0,52					36	0,48
9	0,47	14	0,95							37	0,58
		15	0,81	24	0,72					38	0,35
		16	0,37	25	0,81					43	0,58
		17	0,47	26	0,52					44	0,55
		19	0,29							45	0,72
										46	0,70
Mittel:	**0,39**		**0,56**		**0,69**		**0,65**		**0,98**		**0,60**

Max Hildebrand						Gustav Heyde			
27 cm ϕ		21 cm ϕ		18 cm ϕ		21 cm		18 cm ϕ	
Nr.	τ	Nr.	τ	Nr.	τ	Nr.	τ	Nr.	τ
49	0,38″	51	0,42″	39	1,06″	70	0,35″	72	0,49″
50	0,59	52	0,54	40	0,49	71	0,38	73	0,68
53	0,19	57	0,62	41	0,19	80	0,38	82	0,31
54	0,47	58	0,74	42	0,79	81	0,24	83	0,18
55	0,31	65	0,34	47	0,31	96	0,55	84	0,33
56	0,53	66	0,64	48	0,45	97	0,71	85	0,50
59	0,40	67	0,45	61	0,37			92	0,19
60	0,54	69	0,44	62	0,36			93	1,12
				63	0,69			94	0,67
				64	0,69			95	0,48
Mittel:	**0,43**		**0,52**		**0,54**		**0,44**		**0,50**

[1]) Zum Aufsatz von W. Schermerhorn usw. *Diese Zeitschr.* **45.** *S. 54. 1925.*
[2]) Kreisteilungen. *Diese Zeitschr.* **45.** *S. 263. 1925.*
[3]) Kreisteilungen. *Diese Zeitschr.* **45.** *S. 364. 1925.*
[4]) Kreisteilungen. *Diese Zeitschr.* **45.** *S. 364. 1925.*
[5]) Entgegnung usw. *Diese Zeitschr.* **45.** *S. 55. 1925.*

keit für derartige Instrumente ist auch Schreiber in seiner Abhandlung „Richtungs beobachtungen und Winkelbeobachtungen", *Zeitschr. f. Vermw. 1879, S. 128*, gekommen

Prof. Heuvelink hat nun, um ein Urteil über die bis jetzt erreichte Genauig keit zu gewinnen, eine große Anzahl von Theodoliten dieser Art eingehend geprüft deren Teilungsfehler (Durchmesserfehler) berechnet und schließlich die gefundene Werte, geordnet nach der Größe der Teilkreise und nach den Werkstätten der Er zeuger, in einer Tabelle zusammengestellt.

Bei dem Versuch, Beobachtungen der Werkstätte von Otto Fennel Söhn über die Genauigkeit von Mikroskop-Teodoliten mit den Werten der Tabelle Heuvelinks *(diese Zeitschr. 45. S. 84. 1925)* in Beziehung zu bringen, fand sich daß diese Tabelle Rechenfehler enthält und daß auch bei der Zusammenstellung de Zahlenwerte für die einzelnen Instrumentengruppen nach Maßgabe der Tabelle *(a. a. O. S. 80* bis *82)* Irrtümer vorgekommen sein müssen. In Nachstehendem sol jedoch nur auf die Werte für den totalen Teilungsfehler τ eingegangen werden.

Um für die Größe der mittleren Werte von τ Klarheit zu schaffen, sind für di einzelnen Gruppen von Instrumenten, nach Größe und Herkunft geordnet, nachstehen die totalen in einer Richtung enthaltenen Teilungsfehler nochmals in übersichtliche eine leichte Nachprüfung ermöglichender Weise nach der Heuvelinkschen Tabelle *(a. a. O. S. 80 bis 83)* zusammengestellt, wie Tabelle A zeigt.

Die Angaben über die Wegnerschen Teilungen für 27 cm-Kreise sind außer ach gelassen, denn sie scheinen nur versehentlich in die Tabelle 3 Heuvelinks aufg nommen zu sein. Der mittlere Wert von τ für diese Kreisgröße müßte sonst, wenn man de Wegnerschen Wert für τ mit 2,18″ hinzunimmt, in der Endzeile der Tabelle 3 nich 0,51″ bzw. 0,54″, sondern 1,09″ lauten und würde dann völlig aus der Reihe falle Die Ausmerzung der mißlungenen Teilungen anderer Werkstätten rechtfertigt auc durchaus die Weglassung der Wegnerschen Teilungen.

Stellt man nun nach Maßgabe der aus Tabelle A erhaltenen Werte die Tabelle der Heuvelinkschen Abhandlung, soweit sie die Werte τ betrifft, neu auf, so ergib sich die Tabelle B, in der die neu berechneten Werte in starker Schrift, die Wer der Heuvelinkschen Tabelle 3 in schwacher Schrift eingedruckt sind.

Tabelle B.

Teilungen von	Kreisdurchmesser									
	35 cm		27 cm		21 cm		18 cm		14 cm	
Julius Wanschaff	**0,39″**	0,39″			**0,56″**	0,39″			**0,69″**	0,69
Herm. Wanschaff			**0,65″**	0,66″	**0,98**	1,03	**0,60″**	0,61″		
Max Hildebrand			**0,43**	0,44	**0,52**	0,54	**0,54**	0,60		
Gustav Heyde					**0,44**	0,46	**0,50**	0,56		
Mittlerer Wert:	**0,39**	0,39	**0,54**	0,51	**0,63**	0,58	**0,55**	0,59	**0,69**	0,69

Wie man sieht, heben sich die Rechenfehler der Tabelle 3 teilweise auf, so da die neuen Endwerte der Tabelle B von den Heuvelinkschen Werten keine wesen lichen Abweichungen zeigen. Von einem Zurückstehen der Teilungen Herman Wanschaffs gegenüber den Teilungen Julius Wanschaffs ist aber nach den richti gestellten Werten für τ kaum noch etwas zu bemerken. Läßt man die Teilungen 3 und 31 von H. Wanschaff für 21 cm Theodolite (Tabelle A) außer Betracht, so ve schwindet jeder Unterschied. Überhaupt ist zu berücksichtigen, daß es eine schar Grenze zwischen mißlungenen und guten Teilungen im Sinne der vorstehenden Au

führungen nicht gibt und daß demgemäß eine gewisse Willkür bei der Auswahl der „endgültigen" Teilungen als unvermeidlich zugestanden werden muß.

Die Schlußfolgerungen, die Prof. Heuvelink aus den Endergebnissen der Tabelle 3 gezogen hat, bedürfen im übrigen keiner Abänderung.

Die mittleren Werte von τ in der Endzeile dieser Tabelle geben infolge der stattgefundenen Auslese der Teilungen einen Maßstab für Höchstleistungen auf diesem Gebiet und kennzeichnen die Grenzen des zur Zeit Erreichbaren.

Eine der wichtigsten Feststellungen Heuvelinks für die Erzeuger von Mikroskop-Theodoliten ist auch die, daß sowohl beim Kopieren als auch beim automatischen Teilen von Kreisen eine bestimmte Genauigkeit von vornherein nicht verbürgt werden kann, sondern daß die Güte der Teilungen, ganz abgesehen von gröberen Fehlern, gewissen Schwankungen unterliegt, deren Vermeidung bisher, trotz größter Sorgfalt, nicht erreichbar war.

Wenn demnach Prof. Heuvelink auf Grund seiner Beobachtungen mit Recht sagen konnte, „die Benutzer von Kreisteilungen können bis jetzt auf deren Genauigkeit nicht vertrauen, so lange diese nicht in jedem einzelnen Falle durch eine besondere Prüfung erwiesen ist", so ist dies für die Erzeuger der Instrumente ebenso unangenehm wie für die Benutzer.

Der einzige Weg, über diese Unsicherheit hinwegzukommen, ist der, daß die Verfertiger der Instrumente diese selbst durch eine Probewinkelmessung vor der Ablieferung prüfen. Diese Maßnahme ist in der Werkstätte des Verfassers bereits seit Ende 1922 für alle seit dieser Zeit hergestellten Theodolite und Universale mit Ab-

Tabelle C.

Mittlere Gesamtfehler einer einfachen Richtungsbeobachtung für Theodolite mit Schraubenmikroskopen von Otto Fennel Söhne in Cassel.

Kreisdurchmesser	25 cm ϕ	20 cm ϕ	16 cm ϕ	15,5 cm ϕ	13,5 cm ϕ
1	0,86″	0,79″	0,96″	0,92″	0,95″
2	0,45	0,78	0,66	0,86	1,44
3	0,33	0,84	0,87	0,84	1,19
4	0,22	0,88	0,36	0,49	1,10
5	0,60	0,76	0,76	0,93	0,81
6	0,51	0,52	0,34	0,41	0,84
7	0,35	0,44	0,76	0,81	1,01
8	0,64	0,77	0,81	0,63	0,76
9	0,77	0,72	0,58	1,25	0,90
10	0,60	0,76	0,57		1,09
11	0,44	0,39	0,63		1,06
12	0,22		0,68		0,97
13	0,50		0,86		0,44
14	0,47		0,45		0,40
15	0,60		0,93		0,83
16			0,40		1,17
17			0,70		0,95
18					0,86
19					0,67
20					0,95
21					0,79
22					0,86
Mittel:	0,50	0,70	0,67	0,79	0,91

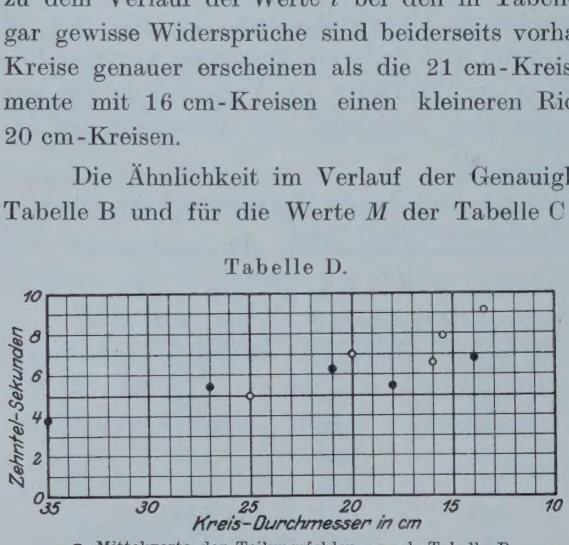
lesung durch Schraubenmikroskope regelmäßig durchgeführt worden. Es handelt sich bei diesen Prüfungen aber lediglich darum, mit einem möglichst geringen Aufwand an Zeit und Rechenarbeit einen Überblick über die Gesamtleistung der Instrumente durch Bestimmung des mittleren Gesamtfehlers einer Richtung bzw. eines im Hin- und Rückgang gemessenen Winkels zu gewinnen. Dazu ist jeweilig ein Winkel an mindestens sechs verschiedenen Kreisstellen auf dem Prüfstand gemessen worden.

In Tabelle C sind die für den mittleren Gesamtfehler einer einfachen Richtungsmessung m gefundenen Werte für die Horizontalkreise einer Anzahl von Theodoliten und Universalen zusammengestellt, deren Kreisdurchmesser zwischen 13,5 und 25 cm liegen. Eine Auswahl hat nicht stattgefunden, doch sind einige Teilungen, die als mißlungen betrachtet wurden und wieder beseitigt worden sind, nicht berücksichtigt worden. Alle Teilungen sind auf einer vollkommen automatisch wirkenden Teilmaschine hergestellt[1]). Zentesimale Teilungen sind hier außer Betracht gelassen, ebenso sexagesimale Teilungen an Vertikalkreisen. Die Tabelle C gibt eine Zusammenstellung der für die einzelnen Instrumente gefundenen Werte.

Man sieht aus der letzten Zeile der Tabelle C ohne weiteres, wie gut in bezug auf die Kreisgrößen der Verlauf der Werte für m bei den Fennelschen Instrumenten zu dem Verlauf der Werte τ bei den in Tabelle 3 enthaltenen Instrumenten paßt. Sogar gewisse Widersprüche sind beiderseits vorhanden, indem nach Tabelle B die 18 cm Kreise genauer erscheinen als die 21 cm-Kreise und ebenso in Tabelle C die Instrumente mit 16 cm-Kreisen einen kleineren Richtungsfehler zeigen als diejenigen mit 20 cm-Kreisen.

Die Ähnlichkeit im Verlauf der Genauigkeitsminderungen für die Werte τ der Tabelle B und für die Werte M der Tabelle C bei abnehmender Kreisgröße wird besonders augenfällig, wenn man die Ergebnisse zeichnerisch darstelllt, wie dies in Tabelle D geschehen ist.

Tabelle D.



● Mittelwerte der Teilungsfehler τ nach Tabelle B.
○ Mittelwerte der Richtungsfehler m nach Tabelle C.

Die Tabellen C und D lassen ferner erkennen, daß die Teilungen der darin aufgeführten Fennelschen Instrumente mindestens ebenso genau sein müssen, wie die Teilungen der in Tabelle B aufgeführten Instrumente. Weiterhin ergibt sich aus der Darstellung D, daß einerseits eine Steigerung der Kreisdurchmesser über 25 cm nicht zweckmäßig sein würde und daß andererseits nicht unter 12 cm Kreisdurchmesser heruntergegangen werden darf, wenn bei günstigsten äußeren Umständen der mittlere Gesamtfehler einer Richtungsbeobachtung 1″ nicht übersteigen soll.

---

[1]) Die Korrektionen dieser Maschine wurden von Prof. Dr. Gustav Förster bestimmt. Näheres hierüber ist zu ersehen aus den Veröffentlichungen des Preußischen Geodätischen Instituts in Potsdam. Neue Folge Nr. 85, Berlin 1922.

Über die Prüfung optischer Systeme

nach den Interferenzmethoden von V. Ronchi, sowie über Anwendungen dieser Methoden zur Bestimmung der Brennweite von Linsen und des Auflösungsvermögens spektroskopischer Apparate.

(Nach Sonderabzügen.)

Von

J. Flügge in Berlin.

Im Zusammenhang möge hier über mehrere neue Arbeiten von V. Ronchi berichtet werden, die in verschiedenen italienischen Zeitschriften veröffentlicht sind. Die beschriebenen Objektivprüfungsmethoden sind Interferenzmethoden und benutzen daher Vorrichtungen, die das aus einem optischen System austretende Lichtbündel in zwei oder mehrere Einzelbündel zerlegen, die durch Übereinanderlagerung zu Interferenzstreifen Veranlassung geben. Aus Deformationen bzw. Breite derselben kann auf Grund einfacher Formeln eine quantitative Bestimmung der Aberrationen des betreffenden Systems vorgenommen werden.

In einigen früheren Arbeiten des Verf. („Zwei neue Methoden zur Prüfung von Wellenflächen und optischen Systemen", *Ann. della R. Scuola Normale Superiore Univ. Pisa* **15.** *1923* und „Prüfung von Wellenflächen und optischen Systemen mit Hilfe von Beugungsgittern", *Rend. R. Acc. Naz. dei Lincei* **32.** *ser. 5a, 2. sem. 1923*) ist das Grundprinzip der Methoden beschrieben. In der Nähe des Krümmungszentrums P (Fig. 1) der aus dem optischen System austretenden Welle wird senkrecht zur optischen Achse ein Gitter R mit geeigneten Abständen der Gitterstriche in den Strahlengang gebracht; dadurch erhält man verschiedene Wellen, die mit großer Annäherung als gleich zu betrachten sind mit der auf das Gitter auffallenden Welle. Jedoch sind diese Wellen gegeneinander verschoben, indem das Krümmungszentrum P' einer solchen abgebeugten Welle ein anderes ist als das der ursprünglichen Welle mit dem Krümmungszentrum P. Die Punkte P und P' sind als neue Lichtzentren zu betrachten und erzeugen auf einem Schirm S zwei Lichtflecke, die bei passender Stellung des Schirms und bei nicht zu großer Abbeugung zum Teil einander überlagern. In diesem Gebiet entstehen Interferenzen, deren Streifen geradlinig, parallel und äquidistant sind, falls bei Verwendung von Gittern mit geraden, parallelen und äquidistanten Strichen das optische System eine ideal punktförmige Strahlenvereinigung im Bildraum hervorbringt. Die Anzahl der Interferenzstreifen pro Millimeter oder der reziproke Wert der Streifenbreite, d. h. die Frequenz der Streifen, ist proportional der Entfernung y des Gitters vom Krümmungszentrum P der Welle. Wenn nun die Lichtwelle infolge von Aberrationen oder Unregelmäßigkeiten der Linsenflächen von der Kugelgestalt abweicht, wenn also zwei benachbarte Elemente der Wellenfläche Krümmungszentren besitzen, die vom Gitter die Abstände y und $y + dy$ haben, so entsprechen ihnen Interferenzstreifen von den Frequenzen M und $M + dM$. Die Verschiebung dy errechnet sich aus der sehr einfachen Beziehung

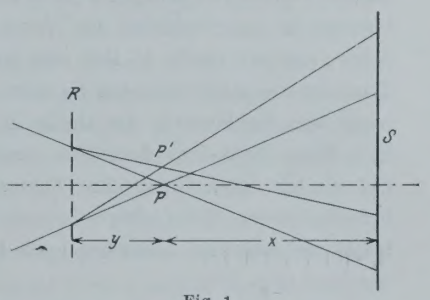


Fig. 1.

$$\frac{dM}{M} = \frac{dy}{y}.$$

Hiermit ist ein Mittel gegeben, die Aberrationen zu messen. Diese einfache Gleichung gilt jedoch nur, wenn der Abstand des Gitters vom Krümmungszentrum klein ist gegen den Abstand x des Auffangschirms von demselben Zentrum. Anstatt Gitter mit geraden, parallelen und äquidistanten Gitterstrichen zu verwenden, können auch Kreisgitter mit konzentrisch-kreisförmigen, äquidistanten Strichen benutzt werden.

Neben der eben beschriebenen Interferenzmethode ist vom Verf. eine weitere Prüfungsmethode ersonnen worden, die zwei Gitter verwendet („Kombinationsinterferenzen zur Prüfung von Wellen-

flächen und optischen Systemen", *Riv. d' ottica e di mecc. di prec.* **2**. *S. 4. 1923*). Die beiden Gitter sind zentriert und haben die Frequenzen m' und m''. Die Aufstellung derselben ist die gleiche wie bei der zuerst beschriebenen Anordnung, jedoch ist an Stelle des Auffangschirms das zweite Gitter getreten. Wenn das Interferenzbild des ersten Gitters auf dem zweiten Gitter die Frequenz M' hat, so ist die resultierende Frequenz $M = M' - m''$. Wenn das eine Gitter, etwa R' verschoben wird, wenn also der Abstand D der beiden Gitter geändert wird, so ändert sich auch M' und es kann der Fall eintreten, daß $M' = m''$ wird, so daß die Kombinationsinterferenzstreifen unendlich breit werden ($M = 0$). Aus dem zugehörigen Wert von D kann die Lage des Krümmungszentrums berechnet werden, so daß diese Methode geeignet ist, Aberrationen zu bestimmen. Will man die beschriebene Methode nur mit einem einzigen Gitter ausführen, so kann sie leicht in eine Autokollimationsmethode umgewandelt werden, indem an Stelle des zweiten Gitters das Bild des ersten Gitters tritt.

Von besonderer Wichtigkeit ist die Tatsache, daß nach der Methode der Kombinationsinterferenzen auch zerstreuende optische Systeme untersucht werden können („Eine Interferenzmethode zur unmittelbaren Bestimmung der Konstanten und Aberrationen divergenter optischer Systeme". *Rend. R. Acc. Naz. dei Lincei* **33**. *ser. 5a, 2. sem. S. 314. 1924*). Bei dieser Untersuchung ist das zweite Gitter R'' mit der Strichfrequenz m'' die Auffangebene für die vom Gitter R' im Abstande D von R'' erzeugten Interferenzen von der Frequenz M'. Wenn die Lichtwelle nicht vollkommen sphärisch ist, so sind die Streifen der Kombinationsinterferenz nicht geradlinig, sondern haben eine mit dem betrachteten Punkt der Auffangebene wechselnde Frequenz M. Aus der Messung dieser Größe ergibt sich der Abstand y des entsprechenden Wellenzentrums von dem Gitter R' nach der Formel

$$y = \frac{D}{1 + \frac{m'}{M + m''}},$$

wobei m' die Strichfrequenz des Gitters R' bedeutet. Die Frequenz M der Kombinationsinterferenzen ist eine Funktion des Abstandes h'' eines Punktes der Interferenzfigur von der optischen Achse; und die Größe h'' läßt sich leicht in Beziehung setzen zu dem Radius h der entsprechenden Zone des zu untersuchenden Systems. Die Genauigkeit in der Bestimmung von h ist am größten, wenn man die Messung der Größe M längs einer Richtung parallel zu den Gitterstrichen und nicht in rechtem Winkel zu denselben vornimmt. Für die Ausführung der Methode ist es erforderlich, daß die benutzten Gitter ohne Fehler sind; das Gitter R' muß auf einer planparallelen Glasplatte befindlich sein. Die Lichtquelle muß die ganze benutzte Fläche tadellos gleichmäßig und sehr intensiv ausleuchten. Außerdem muß die Lichtquelle punkt- oder linienförmig (parallel zu den Gitterstrichen) sein.

Die Methode der Kombinationsinterferenzen kann in abgeänderter Weise zur Prüfung optischer Systeme benutzt werden, indem die beiden verwendeten Gitter exzentrisch zueinander gestellt werden („Über die Prüfung von Wellenflächen und optischen Systemen mit Interferenzstreifen durch exzentrische Gitter". *Rend. R. Acc. Naz. dei Lincei* **33**. *ser. 5a, 1. sem. S. 23. 1924*). Wenn zwei Gitter mit geraden, parallelen, äquidistanten Strichen und den Frequenzen m' und m'' exzentrisch zueinander sind, so heißt dies, daß die Striche des einen Gitters nicht mehr parallel den Strichen des anderen Gitters sind, sondern daß dieselben unter einem Winkel gegeneinander gedreht sind, so jedoch, daß die beiden Gitterebenen nach wie vor einander parallel sind. Unter der Annahme, daß die Gitter aufeinanderliegen und daß $m'' = m' + dm$ ist, ergibt sich, daß die durch die Kombination erhaltenen Streifen mit der Richtung der Winkelhalbierenden zwischen den Richtungen der Gitterstriche den Winkel α bilden gemäß der Formel

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{dm}{2\, m' \operatorname{tg} \varphi},$$

wobei 2φ der Winkel ist, um den die Gitterstriche gegeneinander geneigt sind. Die Frequenz dieser Streifen senkrecht zu der eben gekennzeichneten Richtung beträgt

$$M = 2\, m' \sin \varphi \sqrt{1 + dm/m'}.$$

Durch entsprechend exzentrische Anordnung zweier Kreisgitter ergeben sich Figuren komplizierterer Art; im Fall, daß beide Gitter die gleiche Frequenz haben, bilden die Streifen ein System konfokaler Ellipsen und Hyperbeln. Wenn dagegen die beiden Frequenzen um einen Betrag dm gegeneinander verschieden sind, so bilden die Streifen verschiedener Ordnung Kurven 4. Ordnung; beschränkt man sich dagegen nur auf die Betrachtung der Streifen 0-ter Ordnung, so ergibt sich ein Kreis vom Radius

$$\varrho = c\, m'/dm\,,$$

wenn $2c$ den Abstand der beiden Gitterzentren bedeutet. Alle bisherigen Betrachtungen über exzentrische Gitter unterlagen der Annahme, daß die Gitter sich gegenseitig berühren. Sind sie jedoch um die Strecke 2μ voneinander entfernt, und werden sie von einem Punkt betrachtet, der von dem nächstgelegenen Gitter die Entfernung D hat, so erhält man für die oben angegebenen Größen $\operatorname{tg}\alpha$, M und ϱ die Werte:

$$\operatorname{tg}\alpha = -\eta/D \operatorname{tg}\varphi\,,$$
$$M = 2\,m' \sin\varphi \sqrt{1 + 2\,\eta/D}\,,$$
$$\varrho = c\,D/2\,\eta\,.$$

Die Anwendung dieser theoretischen Vorüberlegungen auf die Prüfung optischer Systeme führt auf das Ergebnis, daß Aberrationen sich bei Verwendung exzentrischer geradliniger Gitter in der Veränderung der Neigung der Streifen erkennen lassen, oder daß bei Verwendung von exzentrischen Kreisgittern die Krümmung der Streifen auf die Größe der Aberrationen schließen läßt. Diese Methode hält Verf. jedoch für nicht praktisch, da Neigung und Krümmung schwer meßbare Größen sind. So wenig diese Methode demnach für die quantitative Messung von Aberrationen Wert hat, um so geeigneter ist sie jedoch für die qualitative Beurteilung optischer Systeme.

Nachdem im vorherigen die beiden wesentlichen Ronchischen Methoden, die einfache Interferenzmethode mit einem Gitter und die Kombinationsmethode mit zwei Gittern, besprochen sind, mögen nun einige Abänderungen der ersten Methode behandelt werden („Über die Prüfung optischer Systeme mit Biprisma und den Fresnelschen Spiegeln". *Rend. R. Acc. Naz. dei Lincei* **33.** *ser. 5a, 1. sem. S. 504. 1924*). Das der Prüfungsmethode zugrunde liegende Prinzip bleibt dasselbe, wenn man statt des Gitters ein Biprisma oder zwei Fresnelsche Spiegel benutzt. Immer kommt es darauf hinaus, das aus dem optischen System austretende Lichtbündel in zwei miteinander interferierende Bündel zu zerlegen. Aus der Messung der Streifenbreite oder deren reziproken Wertes, der Frequenz, läßt sich der Aberrationszustand einfach errechnen, wobei die Formeln naturgemäß andere Konstanten enthalten. Das Biprisma ist nur dann verwendbar, wenn es hinter dem Krümmungszentrum der Lichtwelle aufgestellt ist. Die Stellung der Spiegel kann entweder intrafokal oder ultrafokal sein, jedoch ist darauf zu achten, daß der stumpfe Winkel immer dem ankommenden Licht zugewendet ist. Die Verwendung der Fresnelschen Spiegel hat den großen Vorteil, die größte Empfindlichkeit der Anordnung durch passende Einstellung des Winkels zu erzielen. Außerdem liefern Biprisma und Spiegel sehr lichtstarke Interferenzbilder. Bei der Untersuchung chromatischer Fehler dagegen sind Gitter vorzuziehen. Die bekannten Objektivprüfungsmethoden, die ein Interferometer benutzen, sind nach Ansicht des Verf. nicht vorteilhaft, da dieselben durchaus keine genaueren Resultate ergeben sollen und obendrein den Nachteil haben, daß die zugehörige Apparatur umständlich zu bedienen und außerdem sehr kostspielig ist.

Über die zweckmäßigste Beschaffenheit der zu verwendenden Gitter teilt Verf. folgendes mit („Über den Gebrauch von Gittern bei der Prüfung optischer Systeme". *Nuovo Cimento, neue Serie, Juli bis September 1924*): Bei gegebener halber Winkelöffnung α des austretenden Lichtkegels ist ein Gitter von der Frequenz $m = \alpha/\lambda$ am besten. Höhere Frequenzen als $2\,\alpha/\lambda$ sind nicht mehr zulässig. Dagegen ist es erlaubt, niedrigere Werte zu nehmen. Gitter mit 10 bis 20 Strichen pro Millimeter sind praktisch vollkommen ausreichend. Die Zahl kann noch wesentlich herabgesetzt werden, wenn die Ausdehnung der Lichtquelle passend gewählt wird. Wenn nämlich als solche ein beleuchteter Spalt von der Breite

$$z = \frac{\lambda\, m\, y'\, f}{p - f} + (2\,n + 1)\,a'$$

gewählt wird, kommt man mit Gittern aus, die nur 5 bis 10 Striche pro Zentimeter haben. In der Formel für die Spaltbreite z bedeuten die Buchstaben folgendes: λ = Wellenlänge; y' = Abstand des Lichtspalts von dem durch das System entworfenen Bilde des Gitters; f = Brennweite; p = Abstand des Gitterbildes vom vorderen Hauptpunkt; a' = halber Abstand zweier Streifen des Gitterbildes; $n = (0, 1, 2, \ldots)$.

Um die Breite der Interferenzstreifen möglichst genau messen zu können, ist es vor allem nötig, daß das Interferenzbild den Kontrast zwischen hell und dunkel möglichst deutlich zeigt. Ronchi gibt ein sehr einfaches Verfahren an, einen solchen Kontrast zu erzielen („Über den Nutzen besonderer Diaphragmen vor der Linse". *Nuovo Cimento, neue Serie, Juli bis September 1925*). Die Abbeugung des Lichts möge so erfolgen, wie die Fig. 2 es zeigt. Die auf dem Schirm aufgefangenen abgebeugten Lichtflecke überlagern das direkte Lichtbild so, daß in einem mittleren Gebiet des letzteren keine Interferenzen entstehen können, daß mithin das Gebiet $A\,B\,C\,D$ nicht zur Messung der Aberrationen beitragen kann. Aus diesem Grunde ist es gestattet, vor dem Objektiv eine Blende anzubringen, die eine ähnliche Form hat wie die Zone $A\,B\,C\,D$, aber der Frequenz des Gitters und der Wellenlänge des Lichts angepaßt ist. Die durchlässigen Teile dieser Blende sind diejenigen Zonen, welche drei Kreisen von der Größe der Objektivöffnung gemeinsam sind, wobei der mittlere Kreis die Objektivöffnung selber ist und die beiden seitlichen Kreise dazu symmetrisch und in einer Richtung senkrecht zu den Gitterstrichen liegen. Eine derartige Blende hebt den Kontrast des Interferenzstreifenbildes ungemein stark hervor. Derjenige Teil des Objektivs, der durch die Blende verdeckt wird, ist um so kleiner, je niedriger die Frequenz des Gitters ist in bezug auf den noch statthaften Höchstbetrag derselben.

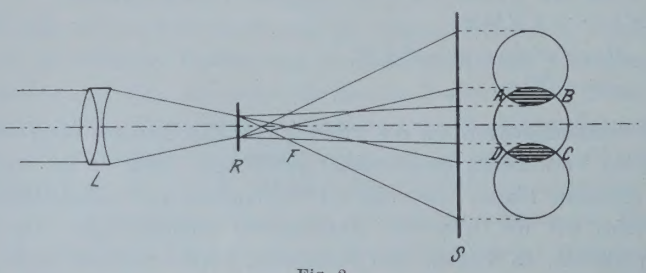


Fig. 2.

Soweit reichen die vorläufigen Mitteilungen des Verf. betreffs seiner Objektivprüfungsmethoden. Dieselben finden nun sehr hübsche Anwendung auf die Bestimmung der Brennweite einer Linse oder eines Linsensystems („Über Brennweitenbestimmung von Objektiven". *L'Universo* **5**. *Heft 7. 1924*). Ronchi gibt mehrere Verfahren an, um mittels der Methoden der einfachen und der Kombinationsinterferenzen eine exakte Bestimmung der Brennweite vorzunehmen. Selbstverständlich ist immer anzugeben, für welche Zone des betreffenden Objektivs die Brennweitenbestimmung vorgenommen ist. Eine erste Methode besteht in der Bestimmung der Brennpunkte und zweier konjugierter Punkte. Die Lage der Brennpunkte wird in folgender Weise ermittelt. Hinter dem Objektiv wird ein Planspiegel aufgestellt und nach der Methode der Kombinationsinterferenzen diejenige Stellung des Gitters ermittelt, für welche die Interferenzstreifen unendlich breit werden. Als Lichtquelle ist monochromatisches Licht zu verwenden. In dieser Weise werden beide Brennpunkte festgelegt. Sodann wird auf der optischen Achse des Systems ein beliebiger Objektpunkt durch eine dort untergebrachte punktförmige Lichtquelle gewählt und das Bild derselben nach der Methode der einfachen Interferenzen bestimmt. Um die Lage des Objektpunktes selbst möglichst genau angeben zu können, wird dieser nicht direkt durch eine dort angebrachte Lichtquelle gekennzeichnet, sondern vielmehr durch das von einem andern System entworfene Bild einer solchen. Dieses als Objekt dienende Hilfsbild kann mit Hilfe der gleichen Interferenzmethode einer genauen Lagenbestimmung unterzogen werden. Nach der Newtonschen Formel errechnet sich dann sofort die Brennweite. — Nach einer zweiten Methode werden wieder die Brennpunkte in gleicher Weise bestimmt und außerdem die negativen Hauptpunkte des Objektivs. Letzteres geschieht in der Weise, daß zwei identische Gitter R und R' zu beiden Seiten in ungefähr gleichen Abständen vom Objektiv aufgestellt werden und sodann das eine Gitter gut beleuchtet wird. Dieses Gitter bildet sich auf dem andern Gitter ab; wenn die Kombinationsinterferenzen unendlich breit werden, befinden sich die Gitter in den negativen Hauptpunkten des Objektivs. — Die dritte Methode verfährt folgendermaßen: Zunächst wird wieder die Lage des fingierten Objektpunkts und seines Bildes festgelegt

Sodann wird ein Gitter R im Abstande c vom Objektpunkt in den Strahlengang gebracht; das Bild R_1 dieses Gitters hat dann eine Strichfrequenz m_1, die von der Frequenz des Gitters R verschieden ist. Nun wird in den bildseitigen Strahlengang ein zweites Gitter R' mit der gleichen Frequenz wie der von R gebracht und diejenige Stellung dieses Gitters ermittelt, wo die Kombinationsinterferenzstreifen für R_1 und R' unendlich breit werden. Der Abstand des Gitters R' von dem Bildpunkt der Lichtquelle kann gemessen werden und betrage D. Wenn man nun noch die Lage des bildseitigen Brennpunkts bestimmt und seinen Abstand von dem Bild der Lichtquelle mißt, er sei s, so beträgt die Brennweite $f = sc/D$. Bei dieser Methode ist darauf zu achten, daß der fingierte Objektpunkt näher am Objektiv liegt als sein Bild. — Zum Schluß dieses Abschnitts möge noch einer Methode der Brennweitenmessung zerstreuender Systeme Erwähnung getan werden („Eine Interferenzmethode zur unmittelbaren Bestimmung der Konstanten und der Aberrationen divergenter optischer Systeme". *Rend. R. Acc. Naz. dei Lincei* **33.** *ser. 5a, 2. sem. S. 318. 1924*). Das auf das zerstreuende System auffallende Lichtbündel muß parallel sein. In den bildseitigen Strahlengang werden zwei Gitter R und R' mit den Strichbreiten a und a' gebracht und diejenige Stellung des Gitters R' ermittelt, wo die Kombinationsinterferenzen unendlich breit werden. Dann wird das Gitter R' durch ein anderes Gitter R'' mit der Strichbreite a'' ersetzt und wieder auf unendlich breite Interferenzstreifen eingestellt. Die Lagendifferenz zwischen R' und R'' kann gemessen werden und sei d. Dann ist die Brennweite $f = \frac{a\,d}{a'' - a'}$.

Ein besonders interessantes Anwendungsgebiet der Ronchischen Methoden besteht in Messungen des Auflösungsvermögens spektroskopischer Apparate („Über den Gebrauch von Spektralapparaten hoher Auflösungskraft. *Nuovo Cimento, neue Serie, Januar bis März 1925*). Das Auflösungsvermögen eines Spektralapparates ist gleichwertig mit dem Zustand der aus dem Fernrohrobjektiv des Spektroskops austretenden Welle. Ist diese Welle genau sphärisch, so ist das Auflösungsvermögen gleich $D/f\lambda$, wo D/f das Öffnungsverhältnis des Fernrohrobjektivs ist. Um zu prüfen, ob dieser Wert des Auflösungsvermögens von einem Apparat erreicht wird, ist die Beschaffenheit der austretenden Welle zu untersuchen, was nach den angegebenen Interferenzmethoden geschehen kann. Als Gitter wählt man zuerst ein solches, welches dem besten Auflösungsvermögen entspricht, d. h. mit der Frequenz $m = D/2f\lambda$. Sind die Streifen regelmäßig, so besteht das angegebene Auflösungsvermögen, weil die Welle sphärisch ist. Sind die Streifen dagegen verzerrt, so kann man die Prüfung mit Gittern größerer Strichbreite wiederholen, bis ein Gitter bestimmter Frequenz ein gleichmäßiges Interferenzbild liefert. Durch die Frequenz dieses Gitters ist das Auflösungsvermögen des Apparates praktisch hinreichend genau bestimmt. Im allgemeinen wird man mit Gittern von 50, 30 und 20 Strichen pro Millimeter auskommen, wenn die Öffnungsverhältnisse zwischen den Grenzen 1/14,5 und 1/62,5 liegen.

Zum 50jährigen Arbeitsjubiläum von Ferdinand Hebestreit,

Werkmeister der Mikroskop-Abteilung bei Carl Zeiss, Jena.

Schon die Tatsache allein, daß ein Mann ein halbes Jahrhundert im Kunstfeinbau von Mikroskopobjektiven tätig war, würde es rechtfertigen, über diesen hier einige Worte der Anerkennung auszusprechen. Wenn dieser Mann aber als ein Schüler des großen Altmeisters im Mikroskopbau, Ernst Abbe, angesehen werden muß, und wenn er an der Verbesserung und Vereinfachung der Mikroskopobjektive in technischer Hinsicht einen hervorragenden Anteil hat, so wäre es geradezu eine Ungerechtigkeit und hieße den Geist Ernst Abbes ignorieren, wenn die Verdienste eines solchen tüchtigen, schlichten Mannes nicht gebührend geachtet würden.

Ferdinand Hebestreit kam einen Monat nach seinem Geburtstag am 20. April 1876 mit 14 Jahren zu Carl Zeiss in die Lehre. Die Werkstätte lag damals am Johannisplatze, nicht weit vom heutigen Zeisswerk, und insgesamt waren in ihr und dem dazugehörigen Optikergeschäft etwa 20 Personen tätig. Von diesen gehörten 4 Gehilfen der Mikroskop-Abteilung an, denen Ferdinand Hebestreit zur Ausbildung übergeben wurde. Gleich im ersten Jahre konnte der junge Lehrling ein frohes Fest mit erleben. Im Spätsommer 1876 wurde das 3000. Mikroskop fertiggestellt und

in Dornburg gefeiert, dem bekannten Lieblingsaufenthalt Goethes an der Saale. Ernst Abbe war damals schon 10 Jahre aufs engste mit der optischen Werkstätte verbunden und seit einem Jahre Teilhaber. Alle achromatischen Trockensysteme, wie sie heute noch im Katalog von Carl Zeiss aufgeführt werden, wurden damals bereits hergestellt, daneben auch schon 6 Wasserimmersionsobjektive von 3 mm bis 0,75 mm Brennweite und 1,1 maximaler num. Apertur.

Im Jahre 1877 ging das Geschäft flau. Ernst Abbe schaute sehr finster drein und selbst der überaus gutmütige und freundliche Carl Zeiss nahm damals zuweilen ein cholerisches Temperament an. Ferdinand Hebestreit berichtet darüber folgendes: Eines Tages wurde dem „Alten Herrn", so nannten sie ihren Chef nach studentischer Sitte, ein Gesellenstück abgeliefert.

Ferdinand Hebestreit.

Der Jubilar am Prüfungsmikroskop in seiner Werkstatt bei Carl Zeiss.

Es war ein Mikroskop. Beim Auspacken, das ein Ladenmädchen vor den Augen von Carl Zeiss besorgte, fiel der Fuß des Stativs herunter, weil ihn der Mechaniker nur provisorisch befestigt hatte. Die Befestigungsschrauben hatten einen zu kleinen Durchmesser und waren mit Hilfe von Wachskitt befestigt worden. Carl Zeiss soll darüber so in Wut geraten sein, daß er sofort in die Werkstätte ging und mit einem schweren Hammer das vermurkste Stück zusammenhaute.

Im Jahre 1878 wurden die von Ernst Abbe neuerrechneten Ölimmersionsobjektive von $^1/_8$ und $^1/_{12}$ Zoll Brennweite und den größeren numerischen Aperturen 1,25 und 1,30 fertig und von ihrem Erfinder unter großem Beifall in Deutschland und in London vorgeführt. Daraufhin kam ein selbst von Abbe nicht entfernt geahnter großer Aufschwung. In kurzer Zeit mußten doppelt so viel Arbeitskräfte herangezogen werden, und da am Johannisplatze keine Ausdehnungsmöglichkeit war, erfolgte im Jahre 1880 der letzte Umzug nach dem Leutragäßchen, der heutigen Carl-Zeiss-Straße, von wo aus sich das Werk bald zu einem mächtigen Block ausdehnte.

Im Jahre 1881 ließ Ernst Abbe den jungen und sehr zuverlässigen Ferdinand Hebestreit bei Dr. Rudolph, dem bekannten Erfinder der Zeiss-Tessare, theoretisch so weit vorbilden,

daß er in Weimar vor der allg. Prüfungskommission das Einj.-Freiw.-Examen bestand. Als nach beendigter Dienstzeit Ferdinand Hebestreit im Herbst 1883 wieder zu Carl Zeiss zurückkehrte, prüfte Ernst Abbe noch sämtliche Objektive selbst. Vom Jahre 1887—91 arbeitete Ferdinand Hebestreit daheim für Carl Zeiss, da in den Werkstätten ständig Platzmangel war. Im Jahre 1891 wurde er zweiter Werkmeister der Mikroskop-Abteilung und nach dem Tode des ersten Meisters im Jahre 1912 nahm er dessen Stellung ein. Als Werkmeister hatte Ferdinand Hebestreit hauptsächlich die Prüfung der Objektive vorzunehmen, in die ihn Ernst Abbe eingeführt hat. Außerdem mußte er dauernd bestrebt sein, die Fabrikation der Objektive zu vereinfachen und zu verbessern. Sein Grundsatz war die größtmöglichste Arbeitsteilung und er erreichte dies Ziel durch Einführung der Füllfassung, die im Gegensatz zur alten Gewindefassung in jeder Beziehung einen wesentlichen Fortschritt bedeutet. Wenn auch dem Werkmeister Ferdinand Hebestreit bezüglich dieser Idee Vorgänger außerhalb der Werkstätte nachgewiesen werden konnten, so war er doch der erste, der die Idee in die Tat umsetzte und praktisch auszunutzen verstand, ein Verdienst, das ihm niemand streitig machen kann.

Es würde ermüden, hier auf die einzelnen Verdienste einzugehen, die sich Ferdinand Hebestreit im Mikroskopbau erworben hat. Wesentlich ist, daß er es fertig gebracht hat, den alten guten Ruf der Werkstätte im Mikroskopbau zu erhalten und dies konnte er nur dadurch, daß er ihn in bezug auf den wichtigsten Teil des Mikroskops, das Objektiv, förderte.

Am 20. April 1926, dem Tage seines goldenen Arbeits-Jubiläums, wird Ferdinand Hebestreit die optische Werkstätte von Carl Zeiss verlassen. Seine Gewissenhaftigkeit, sein geübtes Auge, sein treues, kernigdeutsches Wesen wird jedem von uns im Betriebe, der ihn gut kannte, noch lange in Erinnerung bleiben. Er wird nicht fortan rasten; seine Nebenbeschäftigung, bei der er sich Kräftigung für die nervenzerrüttende Betriebsarbeit holte, wird für ihn jetzt wieder Hauptberuf. Seinen Wiesen und Feldern am Hange des Hausberges mit dem großen Tubus von Jena, dem Fuchsturm, wird er sich weiterhin voll und ganz widmen.

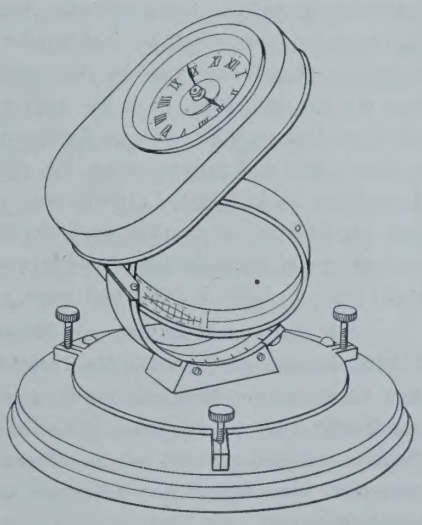
Dr. Sonnefeld.

Referate.

Eine neue Sonnenuhr.

Von Hope-Jones. *Engg. S. 84. 1925.*

Das Eigenartige der von W. E. Cooke in Sydney angegebenen Sonnenuhr besteht darin, daß die Zeit nicht an einer von der Sonne erzeugten Marke auf einem Sonnenzifferblatt abgelesen wird. Vielmehr macht der Beobachter jedesmal nach der Sonne eine einfache Einstellung am Instrument und kann dann eben infolge dieser Einstellung die mittlere Sonnenzeit an einem gewöhnlichen Uhrenzifferblatt mit Stunden- und Minutenzeiger ablesen.



Die Grundplatte wird mit ihren Fußschrauben wagrecht und im Azimut so aufgestellt, daß auf ihr der Bügel mit der Breitenskala im Meridian liegt. Am Breitenbügel wird ein Zylinderring auf Ortsbreite eingestellt und mit einer Schraube so angeklemmt, daß er um seinen durch die Schraube gehenden Durchmesser, der nun in die Himmelsachse fällt, drehbar ist. Der durch das Sonnenlöchlein (rechts oben) gehende Zylinderdurchmesser beschreibt während einer solchen Drehung die Äquatorebene. Dreht man nun von Hand zu irgendeiner Tageszeit den Ring so, daß der Lichtfleck des Löchleins auf die Mittellinie des Ringes fällt, so gibt der Winkel, um den die Ringebene aus dem Meridian herausgedreht ist, die wahre Sonnenzeitdifferenz gegen Mittag an. Um durch den Drehwinkel statt der wahren die mittlere Sonnenzeit zu bestimmen, muß eine zusätzliche Drehung um die Zeitgleichung hinzukommen. Dies wird dadurch ermöglicht, daß auf

der Innenseite des Ringes eine Zeitgleichungskurve mit angeschriebenen Daten angebracht ist, so daß man nicht auf der Mittellinie, sondern auf der Kurve den Lichtfleck beim Datum einstellt. Die Kurvenkoordinaten sind in Richtung der Zylindergraden proportional zur Zeitgleichung, senkrecht dazu proportional zur Sonnendeklination.

Mit dem drehbaren Zylinderring ist nun das Räderwerk einer Uhr so gekuppelt, daß einer halben Umdrehung des Ringes ein voller Umlauf des großen Uhrzeigers auf dem Zifferblatt 8 entspricht. Die Uhr gibt dann in der gewohnten Weise mit Stunden- und Minutenzeiger mittlere Sonnenzeit an. Statt der mittleren Ortszeit kann man sich dauernd mittlere Greenwich-Zeit angeben lassen, wenn bei der Kupplung des Zylinderrings die Verbindung so eingestellt wurde, daß zu einer bekannten Greenwich-Zeit diese auf dem Zifferblatt angezeigt wurde, während der Lichtfleck auf das Datum in der Zeitgleichungskurve fiel. Auf dieser Kurve ist, richtige Aufstellung vorausgesetzt, der Lichtfleck zugleich ein Datumsanzeiger, wenigstens für die Zeiten, wo sich die Sonnendeklination von Tag zu Tag stark genug ändert. *H. Maurer.*

Verbindung von Tachymetertheodolit und Kippregel.

Vgl. hierzu: Topodolit nach Baumgart von Schulz (*Allgem. Vermess.-Nachr. 1925. S. 422*); Topodolit nach Baumgart von Baumgart (*Allgem. Vermess.-Nachr. 1925. S. 475*); Univeral-Tachymeter und Kippregel von F. W. Breithaupt und Sohn, Cassel (*Zeitschr. f. Vermess. 1925. S. 432*).

Die zur tachymetrischen Festlegung von Punkten in Frage kommenden Verfahren kann man bekanntlich einteilen in numerische Tachymetrie, graphische Tachymetrie und mechanische Tachymetrie. Das Instrument der numerischen Tachymetrie ist der Tachymetertheodolit, man spricht deshalb auch von Theodolittachymetrie; die graphische Tachymetrie benützt als Instrument den Meßtisch mit der Kippregel und heißt daher auch Meßtischtachymetrie; das Aufnahmeinstrument der mechanischen Tachymetrie ist die photographische Meßkammer, sie wird dementsprechend auch als Phototachymetrie bezeichnet.

Nachdem man wohl überall eingesehen hat, daß die für manche Zwecke und unter gewissen Umständen unschätzbare Dienste leistende Phototachymetrie von der Erde oder vom Luftfahrzeug aus die beiden anderen Verfahren, die Theodolittachymetrie und die Meßtischtachymetrie, niemals vollständig verdrängen wird, wendet sich das Interesse gelegentlich auch wieder dem Tachymetertheodolit und dem Meßtisch mit der Kippregel zu. In Deutschland haben wir hierzu besonders Grund mit Rücksicht auf die beabsichtigte topographische Grundkarte in 1 : 5000.

Es ist durchaus unrichtig, entweder den Tachymetertheodolit oder den Meßtisch als das Aufnahmeinstrument für topographische Aufnahmen zu erklären. Das Aufnahmeverfahren und damit das Aufnahmeinstrument ist insbesondere abhängig vom Maßstab der Aufnahme bzw. der herzustellenden Grundkarte, von der Beschaffenheit des Geländes und auch von der vorhandenen Grundlage für die Aufnahme. Soll die Aufnahme aus irgendwelchen Gründen in kleinem Maßstab ausgeführt werden, so führt man die Zeichnung der herzustellenden Karte zweckmäßigerweise vollständig im Felde aus und benützt dann für die Aufnahme den Meßtisch; dieser eignet sich besonders für Aufnahmen in 1 : 25000, 1 : 10000 und noch 1 : 5000. Kann man die Aufnahme in größerem Maßstab durchführen, so braucht man die endgültige Zeichnung nicht vollständig im Felde auszuführen und verwendet dann als Aufnahmeinstrument den Tachymetertheodolit, der besonders für Aufnahmen in 1 : 1000, 1 : 2500, 1 : 5000 und noch 1 : 10000 in Betracht kommt.

Für den augenblicklich, mit Rücksicht auf die angestrebte Grundkarte wichtigsten Maßstab 1 : 5000 kommt also sowohl der Tachymetertheodolit als auch der Meßtisch in Frage; dabei wird man allerdings den Meßtisch nur in sichtfreiem Gelände verwenden, wo man von einem Instrumentstandpunkt aus ein möglichst großes Gebiet bearbeiten kann. Für die Aufnahme von bedecktem Gelände mit wenig Sicht, wo ein öfterer Wechsel im Standpunkt des Instruments erforderlich ist, verwendet man besser den bequemer zu befördernden und rascher aufzustellenden Tachymetertheodolit.

Auch je nach der vorhandenen Grundlage kann man das eine Mal den Meßtisch, das andere Mal den Tachymetertheodolit verwenden. Steht eine Katasterkarte — wie in Bayern in 1 : 5000 und 1 : 2500 und in Württemberg in 1 : 2500 — als Grundlage für die Aufnahme zur Verfügung,

so wird man in eng parzelliertem Gelände, bei dem die vorhandene Karte wenigstens der Lage nach gegebene Punkte in größerer Anzahl enthält, zum Tachymetertheodolit greifen; für ganz weit parzelliertes Gelände, oder wenn keine geeignete Grundlage vorhanden ist, ist der Meßtisch zu empfehlen.

Für den Aufnehmer ist es also von Vorteil, wenn ihm sowohl ein Tachymetertheodolit als auch ein Meßtisch mit Kippregel zur Verfügung steht; dabei ist es für ihn bequem, wenn er nicht zwei vollständig getrennte Instrumente hat, sondern wenn er nur ein Instrument mit sich zu führen braucht, das er je nach Bedarf als Tachymetertheodolit oder als Kippregel verwenden kann. Von diesem Gesichtspunkt aus ist der Bau eines Instruments sehr naheliegend, bei dem man aus den vorhandenen Teilen mit wenigen Handgriffen je nach Bedarf einen Tachymetertheodolit oder eine Kippregel zusammensetzen kann. Dieser Gedanke ist, wie F. W. Breithaupt und Sohn zeigen[1]), nicht neu, sondern wurde von dem Gründer dieser Werkstätte schon vor einem Jahrhundert verwirklicht.

Den Bedürfnissen der neu herzustellenden Grundkarte in 1 : 5000 entsprechend haben sich neuerdings verschiedene Firmen mit dem Bau eines eine Verbindung von Tachymetertheodolit und Kippregel möglich machenden Instruments befaßt.

Ein solches, von F. W. Breithaupt und Sohn in Cassel hergestelltes, als „Universal-Tachymeter und Kippregel" bezeichnetes Instrument wird an dem bereits angegebenen Ort beschrieben. Als Tachymetertheodolit hat das Instrument einen mit Repetitionseinrichtung versehenen Horizontalkreis mit 135 mm Durchmesser und 30″ Nonienangabe; der Vertikalkreis hat 100 mm Durchmesser und Stirnteilung, die Angabe der beiden Nonien — ein Nonius würde für den gedachten Zweck genügen — beträgt 1′. An Libellen sind vorhanden zwei feste Alhidadenlibellen, eine Nonienlibelle am Verdeck des Vertikalkreises, eine Reitlibelle und eine Nivellierlibelle in Form einer Wendelibelle; eine Dosenlibelle sollte bei einem Instrument, das z. B. bei der Messung von Bussolenzügen sehr oft neu aufzustellen ist, nicht fehlen. Die Bussolenteilung hat 80 mm Durchmesser. Das Fernrohr ist ein solches mit unveränderlichem Abstand zwischen Objektiv und Fadenkreuz; es läßt sich bequem durchschlagen. Fernrohr und Vertikalkreis sitzen zu beiden Seiten eines einarmigen Trägers, der vom Theodolitunterbau abgeschraubt und auf ein Kippregellineal aufgeschraubt werden kann; das letztere ist Träger einer Kastenbussole. Das Instrument hat demnach alles, was man beim Tachymetertheodolit und bei der Kippregel braucht. Der Dreifuß ist derart gebaut, daß er die Meßtischplatte aufnehmen kann.

Ein anderes Instrument ist der von der Firma Th. Rosenberg in Berlin gebaute „Topodolit nach Baumgart"; er besteht aus „einem vollständigen Repetitions-Tachymeter-Theodolit für eine numerische Winkelmessung, einem Kippregel für das zeichnerische (graphische) Meßtischverfahren, einem Richtkreis für Heereszwecke, wobei die allen Instrumenten gemeinsamen Teile wie Fernrohr, Höhenkreis, Bussole usw. nur einmal vorhanden sind". Der Horizontalkreis hat 11 cm Durchmesser; die Ablesungen erfolgen an Nonien mit 30″ Angabe. Neben der Gradteilung trägt der Horizontalkreis „für militärische Zwecke die Kreisteilung in 6400 Striche". Der Vertikalkreis hat 8 cm Durchmesser und Nonienablesung auf ganze Minuten. Die Bussole hat eine 6 cm lange Nadel; ihre Teilung geht von ein zu ein Grad. Libellen sind offenbar vier vorgesehen, eine feste Alhidadenröhrenlibelle, eine Nonienlibelle für den Vertikalkreis, eine Reitlibelle und eine einfache Nivellierlibelle; eine Dosenlibelle fehlt auch hier. Das Fernrohr ist zum Durchschlagen eingerichtet. Als Dreifuß zum Aufnehmen des Theodolitoberbaus bzw. der Meßtischplatte wurde der alte Meßtischstativkopf der Landesaufnahme gewählt. Das einzig Neue an dem Instrument, worauf sich wohl auch die Bezeichnung „nach Baumgart" beziehen soll, ist die Anbringung einer artilleristischen Teilung neben der sonst üblichen Gradteilung am Horizontalkreis.

Noch ein Wort zur Bezeichnung eines Instruments der im vorstehenden besprochenen Art. Wie in der Überschrift angedeutet wurde, handelt es sich um eine Verbindung von einem Tachymetertheodolit mit einer Kippregel, also um ein als Tachymetertheodolit und als Kippregel benützbares Instrument. Soll eine kürzere Bezeichnung gewählt werden, so kann man das Instrument als „Tachymeter-Kippregel" bezeichnen, wobei — wie das ja vielfach geschieht — „Tachymeter" als Abkürzung für „Tachymetertheodolit" benutzt ist. Nichtssagende Bezeichnungen wie „Topodolit" sollten vermieden werden. *P. Werkmeister.*

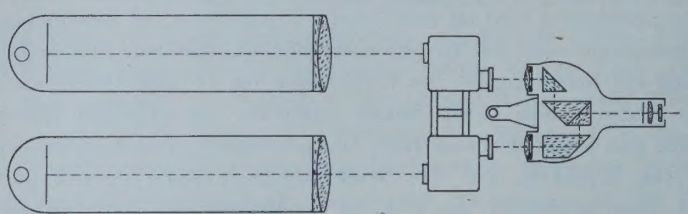
[1]) *Zeitschr. f. Vermess. S. 432. 1925.*

Laboratoriumsinstrument zur Prüfung binokularer Fernrohre.

Von G. W. Moffitt *und* P. B. Taylor. *Journ. Opt. Soc. America.* **11.** *S. 45. 1925.*

Anstatt den Winkel zwischen den optischen Achsen eines binokularen Fernrohrs direkt zu messen, ist es einfacher, den Winkel zwischen den austretenden Lichtbündeln zu bestimmen, wenn die einfallenden Bündel irgendeine gegenseitige Beziehung haben, beispielsweise einander parallel sind. Hierzu dient ein vom Verf. in Anlehnung an andere Konstruktionen gefertigter Apparat, der nicht nur die Richtung der optischen Achsen, sondern auch die Gleichheit der Vergrößerungen, die Abbildungsgüte, die Größe des Gesichtsfeldes und die Fehler der Strichplatte mißt. Nicht zu bestimmen gestattet das Instrument Lichtdurchlässigkeit und Pupillendurchmesser. Wegen der sehr großen Verschiedenheit der binokularen Fernrohrkonstruktionen mußte ein möglichst großer Justierbereich in den Teilen des Prüfinstrumentes vorgesehen werden. Die Konstruktion des Instrumentes besteht in folgendem:

Das von den beleuchteten Strichmarken der Kollimatoren herkommende Licht durchsetzt das zu prüfende binokulare Instrument, wie aus der Figur hervorgeht. Nach dem Austritt aus demselben werden die getrennten Lichtbündel mittels Prismen und einer halbplatinierten Fläche zur



Vereinigung gebracht. Die Bilder überlagern sich, so daß nur ein einziges Okular gebraucht wird. Bei exakter Justierung des binokularen Instrumentes werden die beiden Bilder konzentrisch sein, was aus dem Verlauf der radialen Liniensegmente in den Bildern hervorgeht. Bei schlechter Justierung sind die Bilder gegeneinander verschoben. Der Betrag dieser schlechten Justierung kann an einer Okularplatte im Fernrohr abgelesen werden. Wenn die Strichmarken in den Kollimatoren einander supplementär sind, ohne sich zu decken, so kann auf das Zusammentreffen der Linienelemente geachtet werden, was zu genaueren Messungen führt als Überlagerungen. Außerdem weiß man welches der Bilder von jedem Tubus des binokularen Instruments erzeugt wird. Weitere Vorteile wären: Zunächst hat man nur ein einziges Okular; ferner kann eine schlechte Justierung auf einen Blick erkannt werden. Neigungsunterschiede der Bilder sind in doppeltem Maße wahrnehmbar, und zwar wegen der benachbarten Lage der Bildlinien, die parallel sein sollen.

Ein schwerer eiserner Fuß sorgt für erschütterungsfreie Aufstellung des Apparats. Die beiden Kollimatorrohre werden ständig in paralleler Richtung gehalten und lassen sich in verschiedenen Höhen über dem Tisch einstellen. Zu diesem Zweck gleitet ein Stahlrohr in einem Stützrohr und kann in demselben durch einen Klemmring festgestellt werden. Zur Vermeidung azimutaler Drehungen während der Höhenverstellung greift die äußere Stütze in eine Keilnut des Stahlrohrs ein. Die Kollimatorobjektive sind gut korrigierte Achromate von gleichen Brennweiten. Dieselben betragen 609,6 mm und haben eine Öffnung von 76,2 mm. Ihre Mittelpunkte sind um 120,65 mm voneinander entfernt. Dies ist ein guter Mittelwert aus den Abständen der Objektive der verschiedenen binokularen Instrumente. Die Strichmarken der Kollimatoren erscheinen als helle Linien auf dunklem Untergrund. Als Lichtquellen dienen kleine Autolampen. Um das ganze Gebiet der Strichmarken, insbesondere auch die Ränder derselben gleichmäßig hell zu erleuchten, ist in jedem Tubus ein Gaußsches Okular eingeführt. Dieses erfüllt zugleich den Zweck, den Kollimator durch Autokollimation zu fokussieren.

Die Plattform zur Aufstellung des Halters für die zu untersuchenden Instrumente befindet sich auf der Seite des Beobachters und läßt sich um einen Zapfen horizontal drehen. Als Träger für die verschiedenen Konstruktionen binokularer Instrumente sind entsprechende Halter vorgesehen. Am gebräuchlichsten ist ein Dreifußständer, der in mannigfaltigen Variationen brauchbar ist. Ein Teleskop-Auszug und ein Stab bewirken eine grobe vertikale Verstellung, während die Feineinstellung mittels einer Hebeschraube vorgenommen werden kann. Transversal zum Lichtstrahlengang ist eine horizontale Rotationsachse gelegt, und zwar möglichst nahe den Austrittspupillen des binokularen Instruments, damit ein Kippen desselben die Austrittspupillen in bezug

auf das Beobachtungsfernrohr nur wenig verlegt. Der Dreifuß kann beliebig auf der Plattform gestellt werden, jedoch ist beabsichtigt, daß die Ebene der Austrittspupillen des untersuchten Instruments durch den Zapfen geht, um den sich die Plattform drehen kann. Dadurch werden beträchtliche Seitenbewegungen der Austrittspupillen vermieden, sobald die Plattform azimutal gedreht wird. Am Dreifuß können in der Praxis alle gebräuchlichen binokularen Instrumente befestigt werden.

Das Beobachtungsfernrohr wird von einer Schiene getragen, die mit zwei Stangen in Rohren am Ende des Fußes gleiten können. Hierdurch und durch Zahnstange und Rad kann das Beobachtungsfernrohr in vertikaler Richtung einjustiert werden. Das Zahnrad verbindet beide Stützen und ist auf seiner ganzen Länge gekerbt, so daß Gewähr für ein gleichmäßiges Heben oder Senken des Beobachtungsfernrohres besteht. Will man direkt durch das binokulare Instrument sehen, was manchmal für die Einstellung zu den Kollimatoren notwendig wird, so kann das Beobachtungsfernrohr um eine horizontale Achse nach oben herausgeschwungen werden. Ferner kann dasselbe im Azimut verändert werden, in dem es auf einem Teilkreis um eine mit der Achse der Plattform koaxiale Achse gedreht werden kann.

Die Objektive des Beobachtungsfernrohrs haben ungefähr 25,4 mm Durchmesser und liegen so weit auseinander, daß alle Abstände der Okulare, die dem praktischen Pupillenabstand entsprechen, eingenommen werden können. Die Prismen, welche die Vereinigung der Lichtbündel besorgen, beeinflussen die Helligkeit der beiden Bilder in gleichem Maße, so daß kein Unterschied hierin auftreten kann. Ohne Zwischenschaltung des binokularen Instruments ergänzen sich die Bilder der Strichmarken in den Kollimatoren vollkommen, sowohl in den radialen Linien, als auch in den Halbkreisen. Zur Prüfung von Scherenfernrohren und ähnlichen Instrumenten können auf die Kollimatorobjektive besondere Arme aufgesetzt werden, in denen das Licht so gespiegelt wird, daß auch große Objektivabstände in gleicher Weise die Beobachtung ermöglichen. Die Anwendungsmöglichkeiten des beschriebenen Apparates sind so zahlreich, daß derselbe als Universalapparat betrachtet werden kann. Selbst Bildfehler wie Astigmatismus, Koma usw. lassen sich feststellen. *Flügge.*

Die Verwendung von Kalkspatlinsen als lichtstarke Polarisatoren.

Von W. Schütz, *Zeitschr. f. Physik* **32**. *S. 502. 1925.*

Die Aufgabe, lichtstarke Polarisationseinrichtungen zu schaffen, ist schon häufig behandelt worden. Dieses Problem bietet namentlich im kurzwelligen Teil des Spektrums mannigfaltige Schwierigkeiten. Handelsübliche Nicolsche Prismen versagen in diesem Fall wegen der Absorption der kurzwelligen Strahlung durch die üblichen Kittmittel. Verwendung von Glyzerin als Kittmittel oder gänzlicher Verzicht auf ein solches setzen die Größe des Gesichtsfeldwinkels herab. Lichtstarke und daher sehr große Nicols sind sehr kostspielig. Eine neuartige Lösung dieses Problems wird vom Verf. mitgeteilt. Anstoß zu seinen Betrachtungen gab ein Patent der Firma Goerz betreffend die Verwendung von Kalkspatlinsen als Polarisatoren.

Eine parallel zur optischen Achse geschnittene Kalkspatlinse besitzt zwei bildseitige Brennpunkte gemäß den beiden verschiedenen Brechungsexponenten für parallel und senkrecht zur Achse polarisiertes Licht. Bildet man die Lichtquelle in der doppelten Brennweite der außerordentlichen Strahlen ab, so werden die ordentlichen Strahlen schon vorher vereinigt und lassen sich deshalb durch Einsetzen eines kleinen Blendschirmes an dieser Stelle eliminieren. Jedoch wird dadurch auch die Lichtstärke der außerordentlichen Strahlen merklich verringert. Besser ist eine andere Anordnung. Eine konvexe Kalkspatlinse wird mit einer passend konkaven Kalkspatlinse so kombiniert, daß dieses System für Strahlen der einen Schwingungsrichtung als planparallele Platte oder als konkaves System wirkt, während es die Strahlen der anderen Schwingungsrichtung konvergent macht. Wenn mit einem derartigen System die Lichtquelle in doppelter Brennweite abgebildet wird, so kann das störende Licht durch eine kleine Blende von der Größe des Bildes auf der Linse beseitigt werden. Die Lichtschwächung der wirksamen Strahlung ist hier geringer als in der vorigen Anordnung. Eine weitere Heraufsetzung der Lichtstärke kann erzielt werden durch Vereinigung eines solchen Polarisationssystems mit einer kurzbrennweitigen Kondensorlinse, da das parallele Licht der letzteren zur Hälfte als polarisiertes Licht im Brennpunkt vereinigt wird.

Die beschriebene Polarisationseinrichtung soll für alle Wellenlängen brauchbar sein, denn das Verhältnis der Brechungsexponenten für den ordentlichen und den außerordentlichen Strahl ist nahezu für alle Wellenlängen konstant. *Flügge.*

Methoden zur Messung der magnetischen Eigenschaften bei verschiedenen Temperaturen.

Von Earle M. Terry, *Journ. of opt. Soc. of Am.* **11.** *S. 67. 1925.*

Die Arbeit gehört zu einer Reihe von Referaten, die auf Veranlassung des *National Research Council* herausgegeben werden und in kurzen Zügen eine Übersicht über verschiedene Meßmethoden bei physikalischen Problemen geben sollen. Leider beschränkt sich der Verfasser hauptsächlich nur auf grundlegende ältere Arbeiten und trägt neueren Forschungen und verbesserten Arbeitsmethoden weniger Rechnung. Für Messungen zwischen Zimmertemperatur bis zum Curie-Punkt ist eine sehr tgenaue und verhältnismäßig einfach anzuwendende Methode die Untersuchung des Materials in einem geschlossenen Ringe, auf den Primär- und Sekundärspule aufgewickelt sind. Der in letzterer entstehende Induktionsstoß wird ballistisch gemessen. Zur Heizung kann der Ring mit seinen beiden Spulen mit einem bifilaren Heizdraht umwickelt sein oder befindet sich im ganzen in einem Ofen, der zweckmäßig zum Evakuieren eingerichtet ist. Primär- und Sekundärwicklung bestehen meist aus Platin — die eine dient gleichzeitig als Widerstandsthermometer — und müssen von dem Ringe und untereinander gut isoliert sein. Oberhalb des Curie-Punktes, wo wegen der kleineren Kräfte wesentlich feinere Methoden angewendet werden müssen, benutzt man meist nach dem Vorgang von Faraday Apparaturen, bei denen die Suszeptibilität durch die mechanische Kraft bestimmt wird, die ein Probekörper im inhomogenen Felde erfährt. Verf. gibt einen Apparat an, der eine Kombination von älteren Meßmethoden darstellt. In dem Schlitz zwischen den besonders geformten Polen eines Magneten befindet sich der zylindrische Heizofen, der außen mit einer Wasserkühlung umgeben ist. Der magnetische Probekörper hängt nun an einem Porzellanstab von dem einen Arm einer Drehwage in den Ofen herab. Die Drehwage selbst ist durch zwei Spulen als ein Elektrodynamometer mit Spiegelablesung ausgebildet und so wird der Zug des Feldes auf den Probekörper und die Drehung des Balkens kompensiert. Ist der Gradient des Feldes bekannt, so können absolute Messungen vorgenommen werden. Meist wird aber die Apparatur mit Probekörpern bekannter Suszeptibilität geeicht. Die ganze Anordnung, Ofen und Drehwage, kann evakuiert werden. Als Heizwicklung des Ofens mußte Wolframband verwandt werden, da das stromdurchflossene Platinband, bei hohen Temperaturen weich geworden, sich bei den großen Feldstärken zwischen den Polen verzog. Bei tiefen Temperaturen und kleinen Feldern kann wieder im Ringe und ballistisch gemessen werden. Ebenfalls ist gute Isolation der Wicklungen erforderlich, am besten Ausgießen mit Paraffin, um den Niederschlag von Feuchtigkeit zu verhindern. Zur Erzeugung von Zwischentemperaturen gibt der Verf., auf einer älteren Arbeit von Knipp fußend, folgenden kleinen Kunstgriff als sehr erprobt an: Der Ring befindet sich im Innern einer hohlen Kupferkugel, die mit einer langen Spindel versehen ist und mehr oder weniger tief in die flüssige Luft eintaucht. Es stellt sich ein gewisses Gefälle her, das im Innern der Kugel aber geringer ist, so daß im Ring die Temperatur auf 2^0 konstant war. Für tiefere Temperaturen wie flüssigem Wasserstoff und starke Felder gibt man dem Probekörper meist die Form eines Ellipsoids, hängt ihn in das Bad hinein und mißt direkt die Ablenkung durch das Feld (Weiß und Kammerling Onnes). In Kürze beschreibt der Verf. dann noch Methoden, meist von Honda und seinen Mitarbeitern angegeben, zur Messung der Längenänderung durch magnetische Felder, und der Drillung, hervorgerufen durch das Zusammenwirken eines longitudinalen und eines zirkularen Feldes (Wiedemann-Effekt), und ihre Beeinflussung durch die Temperatur. Mit einem verhältnismäßig einfachen Apparat lassen sich Längenänderungen von 6×10^{-8} cm bestimmen. *Ku.*

Mitteilung.

Zu dem Bericht in *dieser Zeitschr.* **45.** *S. 585. 1925* erlaube ich mir, darauf hinzuweisen, daß ich auf die gegenläufige Teilung bei Theodoliten, unabhängig von Herrn Wild, schon am 23. Juni 1920 ein Patent angemeldet und darauf das Reichspatent 378564 erhalten habe, so daß ohne meine Genehmigung solche Instrumente in Deutschland nicht verkauft werden dürfen.

Herr Wild hat erst am 28. August 1920 ein ähnliches Patent angemeldet.

Rudolf Stützer in Wetzlar.

Nachdruck verboten.

Verantwortlich für die Redaktion: Oberregierungsrat Professor Dr. F. Göpel in Charlottenburg.
Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Kuratorium:

Prof. Dr. **E. Kohlschütter** in Potsdam, Vorsitzender, Prof. Dr. **R. Straubel** in Jena, Prof. Dr. **F. Weidert** in Berlin-Zehlendorf, geschäftsführendes Mitglied.

Schriftleitung: Oberregierungsrat Prof. Dr. **F. Göpel** in Charlottenburg-Berlin.

XLVI. Jahrgang. **Mai 1926.** Fünftes Heft.

Untersuchungen von Sekundenlibellen.

Von
B. Wanach in Potsdam.

Im Laufe der letzten Jahre haben die Askania-Werke (vormals Carl Bamberg in Friedenau) mir Gelegenheit geboten, mehr als hundert Sekundenlibellen zu untersuchen. Zweck der Untersuchung war es, vor dem Einbau in Instrumente festzustellen, ob die Libellen brauchbar waren oder infolge von Ausscheidungen oder zu starker Unregelmäßigkeit der Krümmung zurückgewiesen werden mußten.

A. Geometrische Betrachtungen.

In der Regel ist ein Teil der Libellenskala = 1 Pariser Linie = 2,26 mm, also der Krümmungsradius einer Sekundenlibelle

$$R = 466 \text{ m}. \qquad 1)$$

Denkt man sich eine horizontale Tangente an den höchsten Punkt der Krümmungskurve gelegt (Fig. 1), so wäre bei fehlerfreiem Schliff der lineare Abstand einer um n Skalenteile vom Gipfelpunkt entfernten Stelle der Schliffkurve von der Tangente (Fig. 1 rechts)

Fig. 1.

$$d = R(1 - \cos n'') = 5{,}5\, n^2 (1 - 9{,}8 \times 10^{-13}\, n^2 + \ldots)\, \text{m}\mu. \qquad 2)$$

Da die längsten gebräuchlichen Sekundenlibellen in 80 Teile geteilt sind, ist der Abstand der Enden von der an die Mitte gelegten Tangente ($n = 40$):

$$d(40) = 8{,}8\, \mu (1 - 1{,}6 \times 10^{-9});$$

das Klammerglied ist also praktisch bedeutungslos, d. h. man darf den Kreisbogen durch eine Parabel ersetzt denken und hat somit für fehlerfrei geschliffene Sekundenlibellen die einfache Formel

$$d(n) = 5{,}5\, n^2\, \text{m}\mu. \qquad 3)$$

Angenommen, die Schliffkurve sei sonst fehlerfrei, nur an einer Stelle sei ein Bogen von z. B. 10 Teilen (von $n = N - 5$ bis $n = N + 5$ in Fig. 1 links) durch die Sehne ersetzt; dann sind die Entfernungen der Endpunkte dieses Bogens von der Tangente

$$d(N-5) = 5{,}5\,(N-5)^2\, \text{m}\mu \quad \text{und} \quad d(N+5) = 5{,}5\,(N+5)^2\, \text{m}\mu,$$

und für die zwischenliegenden Punkte gilt

$$d'\left(n \leqq \begin{matrix} N+5 \\ N-5 \end{matrix}\right) = \left[5{,}5\,(N-5)^2 + \frac{n-N+5}{10} \times 110\,N\right] \mathrm{m}\mu$$

$$= 5{,}5\,(2\,n\,N - N^2 + 25)\,\mathrm{m}\mu\,. \qquad 4)$$

Liegt der Punkt N an der Stelle, auf die sich das linke Blasenende bei fehlerfreiem Schliff einstellen würde, so müssen bei der fehlerhaften Libelle die Blasenenden, die ja unter Aufrechterhaltung der Blasenlänge auf gleich hohe Punkte fallen müssen, um einen Betrag Δ weiter rechts liegen, der bestimmt ist durch die Gleichung

$$d'\,(N-\Delta) = d\,(N+\Delta)$$

oder

$$5{,}5\,(N^2 - 2\,\Delta\,N + 25) = 5{,}5\,(N+\Delta)^2\,.$$

Das gibt

$$\Delta = 2\,N\left[\frac{1}{2}\left(\frac{5}{2\,N}\right)^2 - \frac{1}{8}\left(\frac{5}{2\,N}\right)^4 + \ldots\right] = \frac{25}{4\,N}\left[1 - \left(\frac{5}{2\,N}\right)^2 \ldots\right].$$

Diese Verschiebung ist also, abgesehen vom Klammerglied, umgekehrt proportional der Blasenlänge ($B = 2\,N$) und beträgt beispielsweise

für $B = 15$: $\Delta = 0{,}833 - 0{,}023$,

„ $B = 40$: $\Delta = 0{,}312 - 0{,}001$.

Die altbekannte Regel, daß man die Blasenlänge so groß wie möglich wählen soll, ist jedenfalls nur zum Teil darin begründet, daß die Trägheit der Bewegung einer kurzen Blase größer ist als die einer längeren; wesentlicher dürfte die hier abgeleitete Abhängigkeit der Wirkung der Gestaltfehler von der Blasenlänge sein.

Ganz allgemein hängt die Verschiebung der Blase durch einen Fehler im Schliff von 3 Bestimmungsstücken ab: erstens vom linearen Abstand der Kurve vom Kreisbogen am Ort des Blasenendes (D in Fig. 2), zweitens von der Neigung (α) der Kreistangente, und drittens von

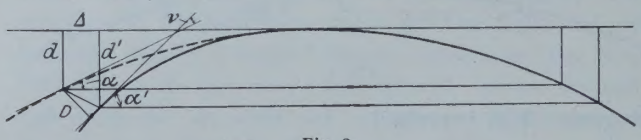


Fig. 2.

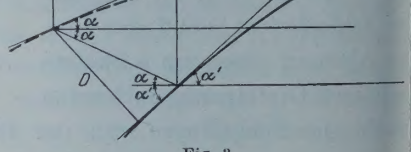


Fig. 3.

der Neigung (α') der Kurventangente an diesem Ort gegen die Horizontale. Aus Fig. 3, worin der linke Teil von Fig. 2 in größerem Maßstab wiedergegeben ist, ersieht man unmittelbar, daß

$$\frac{\Delta}{\cos\alpha} = \frac{D}{\sin(\alpha+\alpha')}. \qquad 5)$$

Nach der oben gegebenen Definition von N ist $\alpha = N$; setzt man noch $\alpha' = \alpha + \nu$, worin also ν (vgl. Fig. 2) den Winkel zwischen Kurven- und Kreistangente bedeutet, so erhält man

$$\Delta = 206\,265\,\frac{D}{2\,N+\nu}. \qquad 6)$$

Der Fehlerbetrag der Blaseneinstellung ist also proportional D und, soweit ν wesentlich kleiner als N ist, umgekehrt proportional der Blasenlänge $2\,N$. Die Vorzeichen sind hier so gewählt, daß gemäß Fig. 3 Δ positiv ist, wenn die Blase zu weit nach

rechts einspielt, D positiv, wenn die Kurve unter dem Kreisbogen liegt, ν positiv, wenn die Kurve stärker als die Kreistangente gegen den Horizont geneigt ist.

Ist die Schliffkurve am rechten Blasenende fehlerhaft, so gilt Formel 5) mit umgekehrtem Vorzeichen; sind auf beiden Seiten Fehler vorhanden, so addieren sich ihre Wirkungen, und es ist

$$\Delta = 206\,265 \left(\frac{D_l}{2N + \nu_l} - \frac{D_r}{2N + \nu_r} \right)$$

oder, wenn Δ in Skalenteilen (= 2,26 mm), D in mμ und N und ν in Bogensekunden gemessen werden:

$$\Delta = 0{,}0456 \left(\frac{D_l}{N + \frac{\nu_l}{2}} - \frac{D_r}{N + \frac{\nu_r}{2}} \right). \qquad 7)$$

Bei genügend glattem Verlauf der Schliffkurve, d. h. wenn die ν klein gegen N sind, gilt also einfach

$$\Delta = 0{,}0456 \frac{D_l - D_r}{N}. \qquad 8)$$

Wie gefährlich zu kurze Blasenlängen sind, sieht man aus folgendem Beispiel. Angenommen, es sei $D_l = +10$ mμ, $D_r = -10$ mμ, und man arbeite mit einer Blasenlänge von nur 10″, wozu man bei 30teiligen Sekundenlibellen leicht verleitet werden könnte, so wäre $\Delta = +0''{,}18$. Die D brauchen also nur von der Größenordnung von Lichtwellenlängen zu sein, um eine Sekundenlibelle völlig unbrauchbar zu machen, denn für $D_l = +400$ mμ, $D_r = 0$ und $N = 20$ (also Blasenlänge 40) wäre $\Delta = +0''{,}91$! Die D müssen fast auf molekulare Dimensionen herabgesetzt werden, um unschädlich zu sein. Beim Glase, das ja kein chemisch einheitlicher Stoff, sondern nur ein Gemisch solcher ist, darf man ja eigentlich nicht von Molekülen reden; als Äquivalent für ein Molekül dürfte man aber einen Raumteil betrachten, der mindestens ein Atom des am spärlichsten in dem Glase verteilten Elements enthält, also z. B. 1 Atom K in Jenaer Gerätglas mit 0,1 % K_2O. Bei diesem Glase kommen auf 1 Atom K: 4 Atome Mn, 25 Ca, 26 Al, 48 Zn, 52 Mg, 101 B, 137 Na, 510 Si, 1410 O, und ein solches „Molekül“ erfüllt, wie man aus der Dichte des Glases und der Loschmidtschen Zahl findet, den Raum von $(3\ \text{m}\mu)^3$. Wollte man mit einer 30teiligen Sekundenlibelle, um beiderseits einen Meßbereich von 10″ zu haben, mit einer Blasenlänge von 10 Teilen ($N = 5$) arbeiten, so würde bereits eine störende Schicht von der Dicke 12 mμ, also 4 „Glasmolekülen“, einen Einstellungsfehler von 0″,1 erzeugen, vorausgesetzt, daß an dieser Stelle $\nu = 0$ ist. Ein Blick auf Formel 6) zeigt aber, daß negative ν die Fehlerwirkung vergrößern und daß $\Delta = \infty$ wird für $\nu = -2N$; dieser Wert bedeutet, daß die Schliffkurve hier horizontal verläuft, so daß die Blaseneinstellung labil wird; schon bei unendlich geringer Senkung des rechten Endes läuft die Blase ein endliches Stück nach links, bis sie auf eine wieder nach rechts oben geneigte Stelle ($\nu > -2N$) trifft.

In alten Libellen finden sich bekanntlich zuweilen kristallinische Ausscheidungen, die derart wirken, daß die Blase bei langsamer Neigungsänderung, sobald das eine Ende die Ausscheidung erreicht, stehen bleibt, und erst sprungweise weiterläuft, wenn die Neigung um eine oder einige Bogensekunden zugenommen hat. Es ist zwar nicht leicht zu erklären, wie ein Kristallkorn, an dem das breite Blasenende ja seitlich herumfließen könnte, die Bewegung der Blase vollkommen hemmen kann; die Er-

fahrung lehrt aber, daß solches geschieht, selbst wenn die Ausscheidung nicht in der Mittellinie, sondern bis zu 2 mm seitlich liegt. Kapillarerscheinungen werden dabei wohl im Spiel sein. Übrigens braucht die Ausscheidung gar nicht sehr groß in der Querrichtung zu sein, um auch ohne Kapillarwirkung als Damm zu wirken. Angenommen in einer Libelle von 15 mm lichter Weite befände sich ein solcher Damm von 0,1 μ Höhe, so wäre seine Länge nur 0,08 mm. Wie aus Fig. 4 ersichtlich, würde eine 40 Skalenteile = 90 mm lange Blase aus der Lage AA' in die Lage BB' springen, wenn die Neigung sich um den Winkel ACB geändert hat; dieser beträgt

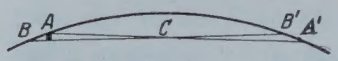


Fig. 4.

$$\frac{20'',6}{45} = 0'',46$$

und würde bei einer Blasenlänge von 20 Teilen 0″,9 betragen.

Angesichts solcher Betrachtungen muß man über den hohen Grad von Fehlerfreiheit, der sich bei sorgfältigem Schleifen von Libellen erreichen läßt, wohl staunen, namentlich wenn man berücksichtigt, daß die Flächen nicht poliert, sondern nur fein matt geschliffen werden. Es wäre wohl interessant festzustellen, um welche linearen Beträge das feine Mattierungskorn über den Grund der Schleifrillen hervorragt; vermutlich handelt es sich da auch um molekulare Größenordnung.

B. Untersuchungen von Libellen.

Die Prüfungen der Libellen auf Krümmungsfehler wurden, um vergleichbare Resultate zu erhalten, immer in der Weise ausgeführt, daß die Libelle bei einer Blasenlänge gleich der Hälfte der Teilung auf dem Niveauprüfer einmal von links nach rechts, dann von rechts nach links von Sekunde zu Sekunde (2″-Libellen von 2 zu 2 Sekunden) über den ganzen Bereich der Teilung durchgemessen wurde; begonnen wurde mit der Messung erst dann, wenn die Libelle mindestens einige Stunden auf dem Prüfer geruht hatte.

Als Beispiel für Messung und Rechnung teile ich hier zunächst die am 11. Dezember 1919 erfolgte Untersuchung der besten bisher durch meine Hände gegangenen Libelle (von E. Eberle) mit; die Überschriften bedeuten:

A = Ablesung der Schraubentrommel des Niveauprüfers (1 Teil = 1″,025),
B = „ des linken Blasenendes bei wachsenden Ablesungen,
C = „ „ rechten „ „ „ „
D = „ „ linken „ „ abnehmenden „
E = „ „ rechten „ „ „ „

$$G = \frac{B + C + D + E}{4},$$

H = Differenzen: letzter — erster, vorletzter — zweiter, drittletzter — dritter Wert von G, usw.,

J: Bei gerader (ungerader) Anzahl n der A ist
das letzte $J = H(H)$,
das vorletzte $J = 3\,H(2\,H)$,
„ drittletzte $J = 5\,H(3\,H)$,
„ viertletzte $J = 7\,H(4\,H)$ usw.,

K = Summe der J,

$L = \frac{n(n^2-1)}{6}$ bei geradem, $= \frac{n(n^2-1)}{3}$ bei ungeradem n,

$$Q = \frac{\Sigma G}{n} + \frac{K}{L}\left(A - \frac{A_1 + A_n}{2}\right),$$

$N = 1'',025\,\frac{L}{K}$ ist der mittlere Niveauwert (eine Umdrehung der Prüferschraube, deren Kopf in 120 Teile geteilt ist, entspricht 123″),

$P = G - Q$ sind die übrigbleibenden Fehler der Ausgleichung,

$M = \frac{\Sigma |P|}{n}$ ist der in Skalenteilen, und

$F = MN$ der in Bogensekunden ausgedrückte „durchschnittliche Einstellungsfehler" der Libelle.

A	B	C	D	E	G	H	J	Q	P
0	0,85	40,95	0,8	40,8	20,85	29,05	842,45	20,83	+ 0,02
1	1,75	41,85	1,8	41,8	21,80	27,14	732,78	21,83	— 3
2	2,8	42,9	2,8	42,75	22,81	25,13	628,25	22,84	— 3
3	3,8	43,85	3,8	43,8	23,81	23,10	531,30	23,84	— 3
4	4,8	44,85	4,85	44,8	24,82	21,14	443,94	24,85	— 3
5	5,8	45,85	5,85	45,8	25,82	19,14	363,66	25,85	— 3
6	6,8	46,85	6,95	46,9	26,88	17,08	290,36	26,86	+ 2
7	7,9	47,9	7,9	47,85	27,89	15,11	226,65	27,86	+ 3
8	8,8	48,85	8,9	48,85	28,85	13,15	170,95	28,87	— 2
9	9,8	49,85	9,9	49,85	29,85	11,09	121,99	29,87	— 2
10	10,85	50,9	11,0	50,95	30,92	9,02	81,18	30,88	+ 4
11	11,9	51,9	12,0	51,95	31,94	6,97	48,79	31,88	+ 6
12	12,9	52,95	13,0	52,9	32,94	4,97	24,85	32,89	+ 5
13	13,9	53,9	14,0	53,9	33,92	3,03	9,09	33,89	+ 3
14	14,9	54,9	14,95	54,9	34,91	0,99	0,99	34,90	+ 1
15	15,85	55,9	15,95	55,9	35,90			35,90	0
16	16,95	56,9	17,0	56,95	36,95	$K = 4517{,}23$		36,91	+ 4
17	17,9	57,9	17,95	57,9	37,91			37,91	0
18	18,9	58,9	18,95	58,9	38,91	$L = 4495$		38,92	— 1
19	19,9	59,9	20,0	59,95	39,94			39,92	+ 2
20	20,9	60,9	21,0	60,95	40,94	$\frac{K}{L} = 1{,}0049$		40,93	+ 1
21	21,95	61,95	22,1	62,0	42,00			41,93	+ 7
22	22,95	62,95	23,1	63,0	43,00			42,94	+ 6
23	23,95	63,95	24,0	63,95	43,96	$N = 1'',020$		43,94	+ 2
24	24,95	64,95	25,0	64,95	44,96			44,95	+ 1
25	25,95	65,95	26,0	65,95	45,96	$M = \pm 0{,}029$		45,95	+ 1
26	26,9	66,9	26,95	66,9	46,91			46,96	— 5
27	27,95	67,9	27,95	67,95	47,94	$F = \pm 0'',03$		47,96	— 2
28	28,95	68,95	28,95	68,9	48,94			48,97	— 3
29	28,9	69,9	29,9	69,9	49,90			49,97	— 7
					$\Sigma G : n = 1062{,}13 : 30 = 35{,}40$				$\Sigma \lvert P \rvert = 0{,}87$

Die Durchschnittsfehler M und F setzen sich zusammen aus den zufälligen, beim Ablesen der Blasenenden begangenen Beobachtungsfehlern, den während der Messung vor sich gehenden Veränderungen der Lage des Niveauprüfers und der Lage der Libelle auf dem Prüfer, den Fehlern der Prüferschraube und endlich den durch fehlerhaften Schliff verursachten Einstellungsfehlern der Blase. Den Charakter zufälliger Fehler trägt nur der Ablesefehler; alle andern wirken systematisch.

Um den mittleren Ablesefehler zu erhalten, benutze ich die Differenzen je zweier aufeinanderfolgenden Ablesungen desselben Blasenendes, also z. B. $B_1 - B_0$, $C_1 - C_0$, $D_1 - D_0$ und $E_1 - E_0$; die Unterschiede zwischen diesen 4 Werten sind frei von

Schrauben- und Libellenfehlern und enthalten außer den Ablesefehlern nur einen in Anbetracht der Kürze der Zwischenzeit sicher verschwindend kleinen Anteil der langsam verlaufenden Lagenänderung und Änderung der Blasenlänge. Der aus den Abweichungen der einzelnen Differenzen vom Mittel der 4 zusammengehörigen erhaltene m. F. einer Differenz $\pm$ 0,034 ist, wenn man mit μ den m. F. einer Ablesung bezeichnet, $= \mu\sqrt{2}$, also ist $\mu = \pm 0{,}024$. Dieser Wert ist wahrscheinlich zu klein, weil alle Ablesungen in nächster Nähe der Teilstriche liegen. Einen einwandfreieren Wert erhält man aus der folgenden Untersuchung einer fast ebenso guten Libelle von Pessler & Sohn (Nr. 1182638, geprüft am 15. Mai 1923):

A	*B*	*C*	*D*	*E*	*G*	*H*	*J*	*Q*	*P*
109	0,7	36,35	0,85	36,5	18,60	33,11	629,09	18,59	+ 0,01
110	1,6	37,2	1,75	37,3	19,46	31,36	564,48	19,46	0
111	2,4	38,1	2,65	38,2	20,34	29,65	504,05	20,33	+ 1
112	3,3	39,0	3,5	39,05	21,21	27,89	446,24	21,20	+ 1
113	4,15	39,9	4,25	39,9	22,05	26,26	393,90	22,08	— 3
114	5,0	40,85	5,15	40,85	22,96	24,52	343,28	22,95	+ 1
115	6,0	41,8	6,05	41,75	23,90	22,61	293,93	23,82	+ 8
116	6,9	42,5	6,95	42,45	24,70	20,95	251,40	24,69	+ 1
117	7,8	43,35	7,85	43,35	25,59	19,17	210,87	25,56	+ 3
118	8,65	44,25	8,7	44,2	26,45	17,45	174,50	26,44	+ 1
119	9,4	45,1	9,55	45,05	27,28	15,78	142,02	27,31	— 3
0	10,25	46,0	10,45	46,0	28,18	13,96	111,68	28,18	0
1	11,1	46,9	11,2	46,9	29,02	12,24	85,68	29,05	— 3
2	12,05	47,8	12,15	47,8	29,95	10,45	62,70	29,93	+ 2
3	12,95	48,6	13,05	48,55	30,79	8,73	43,65	30,80	— 1
4	13,85	49,4	14,0	49,5	31,69	6,90	27,60	31,67	+ 2
5	14,75	50.3	14,85	50,35	32,56	5,18	15,54	32,54	+ 2
6	15,6	51,15	15,65	51,1	33,38	3,52	7,04	33,42	— 4
7	16,45	52,1	16,55	52,0	34,28	1,72	1,72	34,29	— 1
8	17,25	52,9	17,4	52,95	35,12			35,16	— 4
9	18,1	53,85	18,2	53,85	36,00	$K = 4309{,}37$		36,03	— 3
10	19,05	54,75	19,1	54,7	36,90			36,90	0
11	19,95	55,5	20,0	55,5	37,74	$L = 4940$		37,78	— 4
12	20,85	56,35	20,85	56,3	38,59			38,65	— 6
13	21,75	57,3	21,8	57,25	39,52	$\frac{K}{L} = 0{,}8723$		39,52	0
14	22,65	58,15	22,7	58,1	40,40			40,39	+ 1
15	23,45	59,0	23,6	59,0	41,26			41,27	— 1
16	24,35	59,9	24,4	59,9	42,14	$N = 1''{,}175$		42,14	0
17	25,2	60,85	25,35	60,85	43,06			43,01	+ 5
18	26,1	61,75	26,15	61,6	43,90	$M = \pm 0{,}024$		43,88	+ 2
19	27,0	62,5	27,05	62,5	44,76			44,76	0
20	27,9	63,35	28,0	63,35	45,65	$F = \pm 0''{,}03$		45,63	+ 2
21	28,8	64,2	28,85	64,2	46,51			46,50	+ 1
22	29,75	65,2	29,8	65,15	47,48			47,37	+ 11
23	30,6	66,05	30,6	66,0	48,31			48,24	+ 7
24	31,4	66,85	31,35	66,8	49,10			49,12	— 2
25	32,2	67,8	32,2	67,75	49,99			49,99	0
26	33,1	68,65	33,05	68,5	50,82			50,86	— 4
27	34,0	69,5	33,95	69,4	51,71			51,73	— 2

$\Sigma G : n = 1371{,}35 : 39 = 35{,}16$ $\qquad \Sigma |P| = 0{,}93$

Hier erhält man für den Ablesefehler in der Tat den wesentlich größeren Wert $\mu = \pm 0{,}039$; der m. F. eines G ist danach $\mu(G) = \frac{\mu}{2} = \pm 0{,}020$. Dem Durch-

schnittsfehler $M = \pm 0{,}024$ würde ein „mittlerer" Libellenfehler $\mu(P) = \pm 0{,}019$ entsprechen; tatsächlich findet man aber aus den Quadraten der P: $\mu(P) = \pm 0{,}034$. Die P sind eben durchaus keine „zufälligen" Fehler, sondern verlaufen, wie der Augenschein lehrt, durchaus systematisch, und man ist daher keineswegs berechtigt, etwa das $\mu(P)$ von dem Einfluß der Ablesefehler durch Berechnung von $\sqrt{\mu(P)^2 - \mu(G)^2}$ befreien zu wollen.

Eine mit der Zeit fortschreitende Änderung der Lage der Libelle auf dem Prüfer oder des Prüfers selbst äußert sich in den Unterschieden $\frac{B+C}{2} - \frac{D+E}{2}$. In beiden oben mitgeteilten Messungsreihen sind solche Änderungen angedeutet; ihr Betrag ist aber so gering, daß man einen der Zeit proportionalen Verlauf annehmen darf, und in diesem Falle sind sie ohne Einfluß auf die G.

Schraubenfehler würden mit ihrem vollen Betrage in die G eingehen, also auch N und die P verfälschen. Eine am 20. und 21. Dezember 1925 ausgeführte Messungsreihe ergab für den periodischen Schraubenfehler des Hildebrandschen Niveauprüfers folgende in Trommelteilen ausgedrückten Verbesserungen der Trommelablesungen:

Abl.	Verb.	Abl.	Verb.
0	+ 0,02	60	— 0,04
10	+ 4	70	0
20	— 4	80	+ 1
30	— 7	90	+ 3
40	— 4	100	+ 6
50	— 4	110	+ 8

(Mittl. F. einer Verb. $\pm 0{,}04$)

Weder die Berücksichtigung dieser aus der Rechnung hervorgegangenen Verbesserungen noch der durch graphische Ausgleichung aus ihnen gebildeten, glatter verlaufenden Werte ergibt eine bessere Darstellung der G; im Gegenteil wächst M im ersten Falle für die Libelle von Eberle auf $\pm 0{,}040$ und für die Pesslersche auf $\pm 0{,}031$ an, und im zweiten Falle auf $\pm 0{,}040$ und $\pm 0{,}027$. Möglich wäre ja freilich, daß zufällig in den beiden vorliegenden Fällen die Schraubenfehler einen Teil der Gestaltfehler der Libellen kompensieren, daß also die Libellen fehlerfreier erscheinen als sie sind. Eine Wiederholung der Messungen bei anderen Schraubeneinstellungen könnte darüber aufklären; beide Libellen sind mir aber nicht mehr zugänglich.

Es scheint jedenfalls sicher zu sein, daß weder die Ablesefehler noch die Schraubenfehler, selbst bei außergewöhnlich guten Libellen, eine so wesentliche Entstellung der P bewirken, daß man durch ihre Nichtberücksichtigung ein falsches Bild für die Güte der Libellen erhält. Völlig bedeutungslos bleiben sie jedenfalls bei einer Libelle wie die folgende, am 8. Juli 1920 geprüfte:

(Tabelle siehe nächste Seite.)

Hier ist der wellenförmige und ziemlich glatte Verlauf der P ein sicherer Beweis für beträchtliche Formfehler. Leitet man den mittleren Niveauwert getrennt für die vier Bereiche $A = 11$ bis 20, 21 bis 30, 31 bis 40 und 41 bis 50 ab, so erhält man $N = 1''{,}042$, $1''{,}063$, $1''{,}081$ und $1''{,}014$. Wie die Kurve wirklich gestaltet ist, läßt sich aus diesen Zahlen nicht bestimmen, da ja die Blaseneinstellung von den Fehlern an beiden Blasenenden abhängt. Nach der Art der Herstellung wird man erwarten dürfen, daß in der Mitte der Libelle meist geringere Gestaltfehler entstehen werden als an den Enden. In der Tat liefern im vorliegenden Falle die Messungen von

A	B	C	D	E	G	H	J	Q	P
11	— 0,8	32,1	— 0,7	32,0	15,65	38,07	1484,73	15,70	— 0,05
12	0,15	33,0	0,35	33,05	16,64	36,20	1339,40	16,67	— 3
13	1,15	34,0	1,3	34,0	17,61	34,28	1199,80	17,65	— 4
14	2,0	34,9	2,15	34,9	18,49	32,35	1067,55	18,62	— 13
15	3,15	36,0	3,2	35,9	19,56	30,33	940,23	19,59	— 3
16	4,1	36,9	4,1	36,9	20,50	28,31	820.99	20,56	— 6
17	5,1	37,95	5,1	37,85	21,50	26,19	707,13	21,53	— 3
18	6,0	38,9	6,1	38,85	22,46	24,30	607,50	22,50	— 4
19	7,1	39,95	7,15	39,9	23,52	22.26	511,98	23,48	+ 4
20	8,1	40,95	8,2	40,9	24,54	20,15	423,15	24,45	+ 9
21	9,1	41,95	9,25	41,9	25,55	18,17	345,23	25,42	+ 13
22	10,15	43,0	10,1	42,8	26,51	16,11	273,87	26,39	+ 12
23	11,2	44,0	11,2	43,9	27,58	14,04	210,60	27,36	+ 22
24	12,1	44,9	12,1	44,8	28,48	12,26	159,38	28,33	+ 16
25	13,1	45,9	13,2	45,85	29,51	10,28	113,08	29,31	+ 20
26	14,05	46,9	14,1	46,75	30,45	8,39	75,51	30,28	+ 17
27	15,0	47,85	15,05	47,7	31,40	6,55	45,85	31,25	+ 15
28	15,9	48,8	15,95	48,6	32,31	4,60	23,00	32,22	+ 9
29	16,9	49,7	16,9	49,45	33,24	2,76	8,28	33,19	+ 5
30	17,95	50,75	18,0	50,4	34,28	0,86	0,86	34,16	+ 12
31	18,85	51,55	18,8	51,35	35,14			35,14	0
32	19,7	52,4	19,7	52,2	36,00	$K = 10358{,}12$		36,11	— 11
33	20,55	53,25	20,65	53,2	36,91			37,08	— 17
34	21,65	54,3	21,65	54,2	37,95	$L = 10660$		38,05	— 10
35	22,45	55,15	22,6	55,15	38,84			39,02	— 18
36	23,35	56,15	23,55	56,1	39,79	$\frac{K}{L} = 0{,}9717$		39,99	— 20
37	24,4	57,15	24,4	57,0	40,74			40,97	— 23
38	25,15	58,05	25,35	57,95	41,62	$N = 1'',054$		41,94	— 32
39	26,3	59,1	26,2	58,9	42,62			42,91	— 29
40	27,35	60,15	27,4	60,0	43,72	$M = \pm 0{,}125$		43,88	— 16
41	28,25	61,05	28,4	61,05	44,69			44,85	— 16
42	29,4	62,15	29,45	62,1	45,78	$F = \pm 0'',13$		45,82	— 4
43	30,35	63,1	30,5	63,1	46,76			46,80	— 4
44	31,25	64,05	31,4	64,05	47,69			47,77	— 8
45	32,45	65,1	32,6	65,1	48,81			48,74	+ 7
46	33,6	66,2	33,65	66,1	49,89			49.71	+ 18
47	34,5	67,15	34,6	67,1	50,84			50,68	+ 16
48	35,6	68,25	35,6	68,1	51,89			51,65	+ 24
49	36,5	69,15	36,6	69,1	52,84			52,63	+ 21
50	37,4	70,1	37,4	70,0	53,72			53,60	+ 12

$\Sigma G : n = 1386{,}02 : 40 = 34{,}65$ $\Sigma |P| = 5{,}01$

$A = 22$ bis 39, also unter Fortfall der je 10 äußersten Teile der Skala, eine viel bessere Darstellung; es ergibt sich dann:

	A	Q	P
	22	26,64	— 0,13
	23	27,58	0
$K = 910{,}43$	24	28,52	— 4
$L = 969$	25	29,46	+ 5
$N = 1'',091$	26	30,40	+ 5
$Q = 34{,}63 + 0{,}9396\,(n - 30{,}5)$	27	31,34	+ 6
	28	32,28	+ 3
	29	33,22	+ 2
	30	34,16	+ 12

(Fortsetzung.)

	A	Q	P
	31	35,10	+ 4
	32	36,04	— 4
	33	36,98	— 7
$M = \pm 0{,}043$	34	37,92	+ 3
$F = \pm 0''{,}05$	35	38,86	— 2
	36	39,80	— 1
	37	40,74	0
	38	41,68	— 6
	39	42,62	0

Innerhalb dieser Grenzen kann die Libelle also durchaus als gut gelten; dagegen stellt diese Formel für A die je 10 äußersten Teile (die 11 ersten und 11 letzten Q) natürlich sehr schlecht dar:

A	P	A	P
11	— 0,66	40	+ 0,16
12	— 61	41	+ 19
13	— 58	42	+ 34
14	— 64	43	+ 38
15	— 51	44	+ 38
16	— 51	45	+ 56
17	— 45	46	+ 70
18	— 42	47	+ 71
19	— 30	48	+ 82
20	— 22	49	+ 83
21	— 15	50	+ 77

Würde man den Niveauwert dieser Libelle in der viel angewandten Weise bestimmen, daß man nur ein in der Mitte liegendes Intervall von etwa fünf Teilen durch Repetition (um etwaige Schraubenfehler unschädlich zu machen) mißt, so würde man einen noch etwas größeren Wert ($N = 1''{,}111$) erhalten, bei Repetition von 10 zu 10 Teilen $N = 1''{,}098$ und bei Repetition von 30 zu 30 Teilen $N = 1''{,}046$. Es ist lehrreich, zu sehen, welche Fehler man bei Benutzung dieser Niveauwerte erhalten würde, wenn man die Libelle (als Hängelibelle) zur Bestimmung der Neigung einer Achse verwenden würde. In folgender Tabelle sind diese Fehler (im Sinne von Verbesserungen der berechneten Neigung) neben den richtigen Neigungen i zusammengestellt:

i	1″,111	1″,098	1″,046
1″	+ 0″,04	+ 0″,06	+ 0″,10
2	0	+ 4	+ 13
3	— 4	0	+ 14
4	— 5	0	+ 19
5	— 6	0	+ 24
6	— 9	— 2	+ 27
7	— 12	— 4	+ 30
8	— 17	— 7	+ 31
9	— 28	— 17	+ 27
10	— 38	— 26	+ 23
11	— 48	— 34	+ 19
12	— 59	— 44	+ 15
13	— 67	— 51	+ 13
14	— 77	— 60	+ 10
15	— 89	— 70	+ 4
16	— 98	— 78	+ 2
17	— 1,05	— 84	0
18	— 1,12	— 90	0

Als Beispiel einer sonst in ihrer ganzen Ausdehnung ziemlich guten Libelle, die nur an einer Stelle (vermutlich infolge einer Ausscheidung, die freilich nicht zu sehen war) grobe Messungsfehler ergeben würde, gebe ich folgende Untersuchung einer alten Reichelschen Libelle vom 11. Februar 1923:

A	*B*	*C*	*D*	*E*	*G*	*H*	*J*	*Q*	*P*
8	— 1,15	18,6	— 0,55	19,2	9,02	22,87	708,97	8,92	+ 0,10
9	— 0,35	19,35	0,05	19,9	9,74	21,40	620,60	9,66	+ 8
10	0,3	20,1	0,85	20,7	10,49	19,87	536,49	10,39	+ 10
11	1,05	20,9	1,55	21,15	11,16	18,55	463,75	11,13	+ 3
12	1,85	21,55	2,3	22,1	11,95	17,00	391,00	11,87	+ 8
13	2,6	22,25	2,95	22,7	12,62	15,50	325,50	12,60	+ 2
14	3,25	23,1	3,85	23,6	13,45	13,93	264,67	13,34	+ 11
15	4,0	23,9	4,35	24,1	14,09	12,47	211,99	14,08	+ 1
16	4,85	24,6	5,05	24,9	14,85	10,99	164,85	14,81	+ 4
17	5,55	25,2	5,8	25,55	15,52	9,52	123,76	15,55	— 3
18	6,1	25,9	6,65	26,35	16,25	8,19	90,09	16,29	— 4
19	6,9	26,7	7,2	27,05	16,96	6,54	58,86	17,02	— 6
20	7,75	27,35	8,05	27,9	17,76	5,13	35,91	17,76	0
21	8,6	28,25	8,75	28,4	18,50	3,58	17,90	18,50	0
22	9,15	28,95	9,6	29,3	19,25	1,66	4,98	19,23	+ 2
23	9,85	29,65	10,1	29,9	19,88	0,70	0,70	19,97	— 9
24	10,4	30,2	10,9	30,8	20,58			20,71	— 13
25!	10,45!	30,2!	11,65	31,35	20,91	$K = 4020{,}02$		21,45	— 54!!
26	12,15	32,0	12,15	32,0	22,08			22,18	— 10
27	12,85	32,7	13,1	32,9	22,89	$L = 5456$		22,92	— 3
28	13,45	33,2	13,8	33,55	23,50			23,66	— 16
29	14,45	34,2	14,7	34,4	24,44	$\frac{K}{L} = 0{,}7368$		24,39	+ 5
30	15,1	34,95	15,1	35,0	25,04			25,13	— 9
31	15,9	35,65	15,95	35,85	25,84			25,87	— 3
32	16,55	36,2	16,85	36,65	26,56	$N = 1'',391$		26,60	— 4
33	17,4	37,2	17,55	37,35	27,38			27,34	+ 4
34	18,15	37,95	18,3	38,1	28,12	$M = \pm 0{,}084$		28,08	+ 4
35	18,95	38,85	19,1	38,9	28,95			28,81	+ 14
36	19,65	39,35	20,0	39,85	29,71	$F = \pm 0'',12$		29,55	+ 16
37	20,35	40,1	20,65	40,35	30,36			30,29	+ 7
38	21,1	40,95	21,35	41,15	31,14			31,02	+ 12
39	21,8	41,6	22,15	42,0	31,89			31,76	+ 13
					$\Sigma G : n = 650{,}88 : 32 = 20{,}34$				$\Sigma \lvert P \rvert = 2{,}68$

Wenn die Blase beim Übergang von $A = 24$ auf 25 nicht kleben bliebe, was sie jedoch bei nachträglicher mehrmaliger Wiederholung ebenfalls tat, so wäre diese Libelle durchaus brauchbar, denn dann würden die auf Fehlern des Schliffs beruhenden Fehlangaben nicht wesentlich größer sein als die reinen Ablesefehler.

Der Wert von F, der einen Maßstab für die Güte der Libelle liefert, genügt also nicht allein, sondern es müssen auch etwaige ungewöhnlich große Einzelfehler P bei der Beurteilung berücksichtigt werden.

C. Statistische Untersuchungen.

In folgender Tabelle habe ich für alle von mir (und 10 von Herrn Prof. Förster) untersuchten Sekunden- und 2″-Libellen, getrennt nach der Länge der Teilung, die in hundertstel Bogensekunden verwandelten größten vorkommenden Werte von P zusammengestellt, zeilenweise geordnet nach dem zugehörigen F; nur wenn an den

äußersten Enden der Teilung ein besonders großes P auftritt, wurde nicht dieses, sondern das nächstgrößte, mehr zur Mitte hin gelegene P berücksichtigt, weil ja die äußersten Enden bei der praktischen Benutzung ohnehin möglichst vermieden werden. Die besonders großen Maximalwerte von P sind durch kursiven Druck hervorgehoben. In der letzten Zeile ist noch die Anzahl der durch Ausscheidungen oder ganz grobe Fehler im Schliff unbrauchbaren Libellen jeder Klasse angegeben.

Größte Werte von PN. $PN:2$.

	Sekundenlibellen					2″-Libellen		
Teilung:	30	40	50	70	80	50	60	70
F								
± 0″,03	—	—	—	7 12	—	—	—	—
4	—	—	—	—	12	—	—	—
5	11	11 12 16	—	17 21	20	—	—	—
6	13	11 14 16 17 19 21 23 24	14 16	—	12 13	18 21	—	—
7	—	13 14 15 16 16 18 18 19 19 20 24	15 16	15 16 19 19	20	—	—	29
8	26	14 15 17 19 23 23 24	23	24	19 20 20	—	—	—
9	19 20	17 18 19 22 23 23 25 *31*	—	18	19 25	25	—	—
10	28	24 25	—	—	*35*	—	—	—
11	24 27 30 *39*	19 19 22 27	—	—	24	—	21	—
12	—	22 25 28 *75*	—	—	—	—	33	—
13	—	19 29 *43*	—	*34*	—	—	32	—
14	*44*	29 *41*	—	—	*35*	—	—	—
15	*32 34*	*42 50*	—	—	—	—	—	—
16	—	*35*	—	—	—	—	—	36
17	28	—	—	—	*51*	—	—	—
20	—	—	—	—	*39*	—	—	—
21	*54*	—	—	—	—	—	—	—
Unbrauchbar:	2	4	1	und 1 40teilige 2″-Libelle				

Da die Ablesungen beim praktischen Gebrauch der Libellen auf ungefähr ± 0,1 Skalenteil genau sind, wäre zu wünschen, daß die durch Unvollkommenheit des Schliffs verursachten Fehler der Libellenangaben höchstens von derselben Größenordnung sein sollten. Leider entspricht nur ein ziemlich kleiner Prozentsatz dieser Forderung; wollte man gar verlangen, daß P bei Sekundenlibellen den Betrag ± 0″,2 nirgends überschreiten dürfe, so müßten von den 17 untersuchten 30teiligen Libellen 13, also 76 %, beanstandet werden, von den 40teiligen 53 %, von den 80teiligen 47 %. Man ist also gezwungen, größere Maximalwerte von P zuzulassen, bei kurzen (30- bis 40teiligen) Libellen etwa ± 0″,30, bei längeren ± 0″,25. Die diese Grenzen über-

schreitenden Werte sind in der Tabelle kursiv gedruckt; sie bilden mit Einrechnung der in der letzten Zeile angegebenen unbrauchbaren Stücke noch immer

41 % der 30teiligen Libellen,
19 % „ 40 „ „
17 % „ 50 „ „
9 % „ 70 „ „
27 % „ 80 „ „

oder bei Zusammenfassung in zwei Gruppen:

24 % der 30- bis 40teiligen und
19 % „ 50- „ 80teiligen,

oder 22 % aller untersuchten Sekundenlibellen.

Stellt man die Anzahl der übrigen, diese Grenzen nicht überschreitenden Libellen wieder gruppenweise mit den zugehörigen F zusammen, so ergibt sich folgende Tabelle:

	Anzahl der							
	Sekundenlibellen					2″-Libellen		
Teilung:	30	40	50	70	80	50	60	70
F								
± 0″,03	—	—	—	2	—	—	—	—
4	—	—	—	—	1	—	—	—
5	1	3	—	2	1	—	—	—
6	1	8	2	—	2	2	—	—
7	—	11	2	4	1	—	—	1
8	1	7	1	1	3	—	—	—
9	2	7	—	1	2	1	—	—
10	1	2	—	—	—	—	—	—
11	3	4	—	—	1	—	1	—
12	—	3	—	—	—	—	1	—
13	—	2	—	—	—	—	1	—
14	—	1	—	—	—	—	—	—
16	—	—	—	—	—	—	—	1
17	1	—	—	—	—	—	—	—
Summe:	10	48	5	10	11	3	3	2

In diesen Zahlen spricht sich deutlich die Überlegenheit der 50- bis 80teiligen Libellen über die 30- bis 40teiligen aus, namentlich wenn man die Mittelwerte von F für jede Gruppe bildet:

(Teile) n	F	$\frac{n}{2} F$
30	± 0″,097	1,5
40	83	1,7
50	68	1,7
70	61	2,1
80	74	3,0

Im Gegensatz zu einer weit verbreiteten, früher auch von mir geteilten Ansicht beruht diese Überlegenheit aber nicht auf einer gleichmäßigeren Krümmung der längeren Libellen, sondern nur auf der größeren Blasenlänge, mit der sie benutzt werden. Wir haben ja oben gesehen, daß die Wirkung eines Gestaltfehlers auf die Blaseneinstellung umgekehrt proportional der Blasenlänge ist; das Produkt aus dem Einstellungsfehler und der Blasenlänge, die hier immer gleich der halben Teilung war, gibt daher einen

Vergleichsmaßstab für die Gestaltfehler der Schliffkurven, und danach erweisen sich die langen Libellen als bedeutend unregelmäßiger gekrümmt als die kurzen.

Die Anzahl der untersuchten 2″-Libellen ist zu gering, um die drei Gruppen getrennt behandeln zu dürfen; im Mittel aus ihnen ergibt sich $F = \pm 0″,100$ und $\frac{2}{3} F = 3,0$. Diese Zahl muß aber, um sie mit den für Sekundenlibellen gefundenen vergleichbar zu machen, durch 2 dividiert werden, und so zeigt sich eine wesentliche Überlegenheit der Güte des Schliffs der 2″-Libellen. Vergleicht man damit das ungünstige Verhalten der 30teiligen Sekundenlibellen, so drängt sich die Erwartung auf, daß man mit einer 30teiligen 2″-Libelle, namentlich wenn man sie mit einer Blasenlänge von 20 Teilen verwendet, dieselbe oder vielleicht sogar eine größere Messungsgenauigkeit erzielen könnte als mit einer 30teiligen Sekundenlibelle durchschnittlicher Güte. Diese gestattet ja bei 15 Teilen Blasenlänge nur einen Spielraum von $\pm 7″,5$ meßbarer Neigungen, während die ebenso lange 2″-Libelle selbst bei 22 Teilen Blasenlänge noch einen Spielraum von $\pm 8″$ bieten würde. Ist also für längere Libellen kein Raum vorhanden, so scheint mir der Ersatz der bisher benutzten 30teiligen Sekundenlibellen durch 2″-Libellen ernstlich empfehlenswert.

Auf Grund des vorliegenden Untersuchungsmaterials und unter Berücksichtigung der Ansprüche, die man bei genauen Winkelmessungen an die Libellen stellen muß, habe ich folgende Tabelle von Gütebezeichnungen aufgestellt:

	30- bis 40teilige Sekundenlibellen	50- bis 80teilige Sekundenlibellen	2″-Libellen
Sehr gut:	$F < \pm 0″,07$	$F < \pm 0″,06$	$F < \pm 0″,11$
Gut:	$\pm 0″,07$ bis $\pm 0″,09$	$\pm 0″,06$ bis $\pm 0″,08$	$\pm 0″,11$ bis $\pm 0″,15$
Genügend:	$\pm 0″,10$ bis $\pm 0″,12$	$\pm 0″,09$ bis $\pm 0″,11$	$+ 0″,16$ bis $\pm 0″,20$
Schlecht:	$F > \pm 0″,12$	$F > \pm 0″,11$	$F > \pm 0″,20$
Größter zulässiger Maximalwert von P: . . .	$\pm 0″,30$	$\pm 0″,25$	$\pm 0″,50$

Ordnet man das oben behandelte Material nach diesen Gütebezeichnungen, so ergibt sich folgende Tabelle:

	Sekundenlibellen					2″-Libellen			
Teilung:	30	40	50	70	80	40	50	60	70
Sehr gut: . .	2 = 12%	11 = 19%	0	4 = 36%	2 = 13%	0	3	0	1
Gut:	3 = 18	25 = 42	5	5 = 45	6 = 40	0	0	3	0
Genügend: .	4 = 24	9 = 15	0	1 = 9	3 = 20	0	0	0	1
Schlecht: . .	6 = 35	10 = 17	0	1 = 9	4 = 27	0	0	0	0
Unbrauchbar:	2 = 12	4 = 7	1	0 = 0	0 = 0	1	0	0	0
Summe:	17	59	6	11	15	1	3	3	2

Hier zeigt sich ganz besonders deutlich das ungünstige Verhalten der 30teiligen Sekundenlibellen. Aber auch die 80teiligen Libellen erweisen sich als ungünstiger als die 70teiligen Sekundenlibellen, so daß es auch zu empfehlen ist, diesen den Vorzug zu geben; Fälle, in denen man mit 70teiligen Libellen nicht ausreichen sollte und 80teilige durchaus nicht vermeiden könnte, sind wohl kaum denkbar.

D. Weitere geometrische Betrachtungen.

Recht interessant und lehrreich ist es, rechnerisch zu untersuchen, wie sich fingierte Libellen von geometrisch einfacher Gestalt bei einer Prüfung nach dem oben erläuterten Schema verhalten würden.

Besteht z. B. die Schliffkurve einer 40teiligen Sekundenlibelle aus zwei in der Mitte (bei Teilstrich 20) mit zusammenfallender Tangente ineinander übergehenden

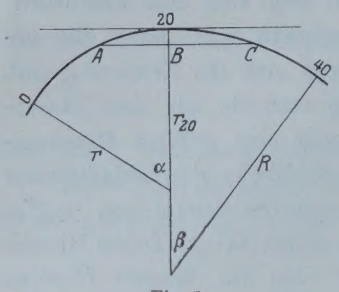


Fig. 5.

Kreisbögen mit den Radien r und R (Fig. 5), so sind die Öffnungswinkel der beiden Kreisbögen, da $\alpha \cdot r = \beta \cdot R$ und $\alpha + \beta = 40''$ sein muß,

$$\alpha = \frac{R}{R+r} \cdot 40'' \quad \text{und} \quad \beta = \frac{r}{R+r} \cdot 40''.$$

Die Blase würde also auf die Teilstriche 0 und 20 einspielen, wenn der zu 20 gehörige Radius r_{20} um $\frac{\alpha}{2} = \frac{R}{R+r} \cdot 20''$ nach rechts geneigt wäre, und auf die Teilstriche 20 und 40, wenn er um $\frac{\beta}{2} = \frac{r}{R+r} \cdot 20''$ nach links geneigt ist. Steht r_{20} aber senkrecht, so spielt die Blase nicht auf 10 und 30 ein, sondern wenn, wie in der Figur $r < R$ ist, um eine Strecke Δ mehr nach rechts, deren Betrag leicht durch folgende Betrachtung zu finden ist. Sind A und C die Blasenenden, d ihr Abstand von der an 20 gelegten Tangente, so ist die Strecke $\overline{AB}$ das geometrische Mittel aus d und dem Durchmesser des Krümmungskreises $2r$ (vermindert um d, was aber praktisch bedeutungslos ist, wie schon aus der Ableitung der Formel 3 hervorging); also ist $d = \frac{\overline{AB}^2}{2r}$ und ebenso $d = \frac{\overline{BC}^2}{2R}$; ist die halbe Blasenlänge $= b$, so ist $\overline{AB} = b - \Delta$ und $\overline{BC} = b + \Delta$, also

$$d = \frac{(b-\Delta)^2}{2r} = \frac{(b+\Delta)^2}{2R},$$

woraus folgt:

$$\Delta = \frac{R-r}{R+r} \cdot \frac{b^2+\Delta^2}{2b}.$$

Ist also z. B. $r : R = 2 : 3$, so wird $\Delta = 1{,}01$, d. h. die Blasenenden spielen bei 11,0 und 31,01 ein; da in diesem Falle $\frac{\alpha}{2} = 12''$ und $\frac{\beta}{2} = 8''$ ist, so würde man auf der Niveauprüfer durch Beobachtung der Einstellungen: Blasenmitte bei 10 und 21,01 den Niveauwert $\frac{12''}{11{,}01} = 1''{,}090$ und aus den Einstellungen bei 21,01 und 30: $\frac{8''}{8{,}99} = 0''{,}89$ erhalten; diese beiden Niveauwerte verhalten sich nahezu wie 11 : 9, unterscheiden sich also verhältnismäßig viel weniger als die Krümmungsradien. Nur bei verschwindender kleiner Blasenlänge würden die Niveauwerte umgekehrt proportional den Radien herauskommen.

Um den Blaseneinstellungsfehler Δ für beliebige Neigungen i des Radius r_{20} zu erhalten, betrachten wir Fig. 6. Nennen wir a den in Skalenteilen ausgedrückten horizontalen Abstand des zum Skalenstrich 20 gehörigen Kurvenpunktes vom lotrechten Radius r, so liegt der Punkt 20 um die Strecke $\frac{a^2}{2r}$ unter der Tangente $t - t'$, um

die Blasenenden A und C um $\frac{(b-\Delta)^2}{2r}$, also liegt Punkt 20 um $\frac{(b-\Delta)^2-a^2}{2r}$ über $\overline{ABC}$. Für denselben Abstand erhält man, von dem verlängerten Kreisbogen mit dem Radius R und seiner Tangente $T-T'$ ausgehend:

$$\frac{\left(b+\Delta+\frac{R-r}{r}a\right)^2-\left(\frac{R}{r}a\right)^2}{2R}.$$

Die Gleichsetzung dieser beiden Ausdrücke liefert die für Näherungsrechnung bequeme Formel

$$\Delta=\frac{R-r}{R+r}\,\frac{(b-a)^2-(2a-\Delta)\Delta}{2b}. \qquad 11)$$

Ist i die in Bogensekunden ausgedrückte Neigung von r_{20} gegen die Vertikale und $r_{1''}$ der Krümmungsradius einer fehlerfreien Sekundenlibelle, so ist $\frac{a}{r}=\frac{i}{r_{1''}}$, und da (vgl. Fig. 5 und Formel 9)

$$\alpha''\cdot r=\beta''\cdot R=20''\cdot r_{1''}=40''\cdot\frac{Rr}{R+r},$$

so wird $r_{1''}=\frac{2Rr}{R+r}$ und $a=\frac{R+r}{2R}\cdot i$,

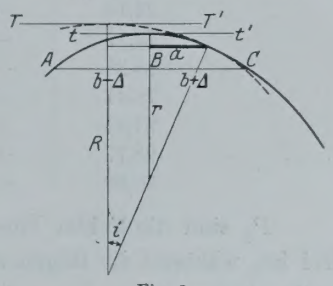


Fig. 6.

folglich

$$\Delta=\frac{R-r}{R+r}\cdot\frac{\left(b-\frac{R+r}{2R}i\right)^2-\left(\frac{R+r}{R}i-\Delta\right)\Delta}{2b}. \qquad 12)$$

Ist r_{20} nach links geneigt, so erhält man durch eine der Fig. 6 ähnliche Konstruktion die Formel

$$\Delta=\frac{R-r}{R+r}\cdot\frac{\left(b-\frac{R+r}{2r}i\right)^2+\left(\frac{R+r}{r}i+\Delta\right)\Delta}{2b}. \qquad 13)$$

Für $i=0$ gehen beide Formeln in den Ausdruck 10) über, und für $r:R=2:3$ gibt Formel 12) für $i=12$, Formel 13) für $i=8$: $\Delta=0$. Berechnet man die Δ nach Formel 12) für $i=11, 10, 9, \ldots, 1$, nach Formel 13) für $i=1, 2, 3, \ldots, 7$, so findet man die auf S. 236 unter G zusammengestellten Ablesungen der Blasenmitte, aus denen sich durch ebensolche Rechnung wie in den früher behandelten reellen Beispielen der mittlere Niveauwert $N=0'',993$ und die Libellenfehler P_1 ergeben.

P_2 sind die Fehler einer Libelle, deren Krümmungsradius von links nach rechts stetig nach dem Gesetz $r_n=r_0+n\cdot c$ zunimmt, worin $c=0{,}01$ und $r_0=0{,}8\,r_{1''}$ gesetzt ist, so daß $r_{20}=r_{1''}$ und $r_{40}=1{,}2\,r_{1''}$ wird. Bemerkenswert ist, daß diese recht beträchtlichen Fehler durch eine Schliffkurve erzeugt werden, die an den Enden nur um $0{,}146\,\mu$ von dem an die Mitte gelegten Schmiegungskreis abweicht; ein durch die beiden Enden und die Mitte der Kurve gelegter Kreisbogen entfernt sich sogar nur bis zu $0{,}056\,\mu$ im Maximum (bei Teilstrich 8 und 32) von der Kurve. Das kennzeichnet wieder recht eindringlich die erstaunliche Genauigkeit der Gestalt guter Libellen, die also nur Abweichungen von der idealen Gestalt vom Betrage weniger hundertstel μ haben können.

G	P_1	P_2	P_3	P_4
10,00	+ 0,57	+ 0,34		
10,84	+ 0,41	+ 0,23	— 0,19	— 0,10
11,69	+ 0,27	+ 0,13	— 0,08	— 0,03
12,55	+ 0,14	+ 0,06	+ 0,02	+ 0,02
13,43	+ 0,02	— 0,01	+ 0,08	+ 0,05
14,32	— 0,08	— 0,07	+ 0,11	+ 0,05
15,23	— 0,16	— 0,11	+ 0,13	+ 0,06
16,15	— 0,24	— 0,14	+ 0,12	+ 0,05
17,08	— 0,30	— 0,17	+ 0,10	+ 0,04
18,04	— 0,33	— 0,18	+ 0,06	+ 0,02
19,01	— 0,36	— 0,18	0,00	0,00
20,00	— 0,36	— 0,17	— 0,06	— 0,02
21,01	— 0,34	— 0,15	— 0,10	— 0,04
22,04	— 0,31	— 0,12	— 0,12	— 0,05
23,10	— 0,24	— 0,09	— 0,13	— 0,06
24,17	— 0,16	— 0,05	— 0,11	— 0,05
25,28	— 0,05	+ 0,01	— 0,08	— 0,05
26,41	+ 0,09	+ 0,07	— 0,02	— 0,02
27,57	+ 0,26	+ 0,14	+ 0,08	+ 0,03
28,77	+ 0,47	+ 0,21	+ 0,19	+ 0,10
30,00	+ 0,70	+ 0,30		

P_3 sind die Fehler einer Libelle, die zwischen den Teilstrichen 10 und 30 fehlerfrei ist, während die Bögen von 0 bis 10 und von 30 bis 40 den 1,5-fachen Krümmungsradius haben.

P_4 endlich sind die Fehler einer ebenfalls symmetrisch gestalteten Libelle, deren Krümmungsradius von der Mitte aus stetig nach beiden Seiten nach dem Gesetz $r_n = r_1'' \left(1 + \frac{(n-20)^2}{800}\right)$ anwächst, so daß er an den Enden $1{,}5\, r_1''$ wird.

Solche sich nach außenhin verflachende Kurvenformen können leicht beim Schleifen mit einem fehlerfreien Dorn dadurch entstehen, daß infolge minimalen Wackelns der Röhre an den Enden etwas mehr weggeschliffen wird als in der Mitte. Unter allen von mir beobachteten Fehlerkurven, die einen gesetzmäßigen Verlauf neben den durch zufälllge Fehler erzeugten Zacken zeigen, ist in der Tat der Typus $P_3 - P$ am häufigsten vertreten; viel seltener tritt der umgekehrte Vorzeichenverlauf (+ — + — auf, der durch eine an den Enden stärker als in der Mitte gekrümmte Schliffkurve erzeugt wird. Fehlerreihen nach Art von $P_1 - P_2$ sind weniger selten, und zwar sind hier die Zeichenfolgen (+ — +) und (— + —) ziemlich gleich häufig, was ja auch zu erwarten ist, da die Krümmung ebensooft von links nach rechts wie von rechts nach links wachsen muß.

Bei allen bisherigen Betrachtungen ist vorausgesetzt, daß die Innenfläche der Röhre aus einem Kreiszylinder entstanden gedacht werden kann, der nach Form der Schliffkurve verbogen ist. Der Wirklichkeit besser entsprechen müßte eine Rotationsfläche; da aber die Krümmung in der Längsrichtung so außerordentlich viel schwächer ist als senkrecht zur Röhrenachse, so sind beide Annahmen praktisch gleichwertig, d. h. in beiden Fällen wäre das Verhalten der Blase weit innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit gleich. Bei unvorsichtigem Schleifen, oder auch bei nicht ganz homogenem Glasmaterial kann es aber vorkommen, daß namentlich nach den Enden hin eine Verzerrung der Fläche eintritt, in der Art, daß eine Schar paralleler vertikaler Längsschnitte durch die Fläche Kurven liefert, die voneinander merklich verschieden sind

Als „Schliffkurve“ wäre dann ein Mittelwert aus diesen Kurven zu betrachten, soweit sie im Bereich der Blase liegen; dann aber wären die Libellenfehler merklich abhängig von einer etwaigen Drehung der Röhre um ihre Längsachse, weil dabei ein Teil der wirksamen Kurven aus dem Bereich der Blase aus- und ein anderer neu in ihn eintritt. Ein solcher Fall liegt bei der in der Tabelle auf S. 231 als „unbrauchbar“ bezeichneten 2″-Libelle vor. Bei der ersten Prüfung, bei der ich wegen ungünstiger Beleuchtungsverhältnisse die Röhre so gelagert hatte, daß die Mittellinie der Blase nicht auf die Mitten der Teilstriche fiel, sondern davon um fast 1 mm abwich, ergaben sich die enormen Fehler P_a. Der nahe der Mitte gelegene Fehler + 0,55 ent-

P_a	P_b
	— 0,10
— 0,48	— 0,20
— 0,49	— 0,10
— 0,19	— 0,01
+ 0,01	+ 0,11
+ 0,06	— 0,04
+ 0,08	0,00
+ 0,16	+ 0,11
+ 0,22	+ 0,01
+ 0,55	+ 0,18
+ 0,37	+ 0,12
+ 0,42	+ 0,16
+ 0,20	+ 0,07
+ 0,15	+ 0,08
+ 0,04	— 0,03
+ 0,06	— 0,01
+ 0,01	+ 0,03
— 0,28	— 0,08
— 0,32	— 0,12
— 0,45	— 0,20

spricht einem Winkelbetrag von 1″,1. Eine Wiederholung der Prüfung in einer Lage, die von der normalen eher eine Spur in entgegengesetzter Richtung abwich, ergab die weniger als halb so großen Fehler P_b. Die durch den Vorzeichenverlauf angedeutete Zunahme der Krümmung von links nach rechts mag vielleicht in der Mittellinie der Teilung überhaupt nicht vorhanden sein, sondern sich auf einen Streifen beschränken,

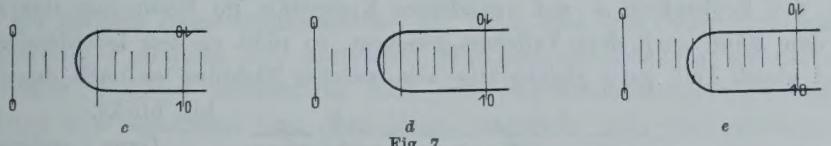


Fig. 7.

der in der bildlichen Darstellung Fig. 7 oberhalb der kurzen Teilstriche verläuft. Drei nachträglich vorgenommene Messungen des mittleren Teilwerts beider Hälften der Libelle bestätigen diese Annahme; die Prüfungsreihen *a* und *b* und die Ergänzungsmessungen in den in Fig. 7 mit *cde* bezeichneten Lagen der Blase ergaben:

	Mittl. Teilwert links	Mittl. Teilwert rechts	r. : l.
c	1″,74	2″,16	1,24
a	1 ,79	2 ,15	1,20
d	1 ,89	2 ,12	1,12
b	1 ,98	2 ,12	1,07
e	2 ,01	2 ,14	1,06

Erklärbar wäre dieses Verhalten durch die Annahme, daß links von Teilstrich 10 dicht über der Teilung zu viel fortgeschliffen ist, denn die Teilwerte der rechten Hälfte (Ablesungen des linken Blasenendes > 9) stimmen erträglich miteinander überein. Wollte man diese Libelle verwenden, so müßte sie absichtlich in der Fassung noch etwas über die in Fig. 7 *e* dargestellte Lage hinaus gedreht werden; als Hängelibelle für eine Horizontalachse aber wäre sie unzulässig, da sie bei dem gebräuchlichen Verfahren, die Röhre parallel zur Achse einzustellen, Fehler verursachen müßte.

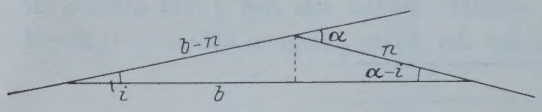


Fig. 8.

Theoretisch interessant, wenn auch praktisch bedeutungslos ist die Tatsache, daß eine Schliffkurve, bestehend aus zwei in der Mitte der Teilung unter genügend stumpfem Winkel zusammenstoßenden Geraden, eine brauchbare Libelle liefern würde. Nach Fig. 8 ist, wenn der Winkel α klein genug ist:

$$(b - n)i = n(\alpha - i),$$

also

$$i = \frac{\alpha}{b} \cdot n.$$

Der Meßbereich einer solchen „Dachlibelle“ liegt zwischen den Grenzen

$$0 < i < \alpha$$

und ihre Empfindlichkeit ist proportional der Blasenlänge b. Schon dieser letzte Umstand ist ein Nachteil gegenüber den Kreisbogenlibellen, ganz abgesehen von den Herstellungsschwierigkeiten.

Über die Abbeugung von Lichtstrahlen an feinen Teilchen.

Von
H. Herbst in Jena.

Denken wir uns ein freischwebendes kleines glühendes, also selbstleuchtendes kugelförmiges Teilchen p wie die Fig. 1 zeigt, so geht von dem selbstleuchtenden Teilchen eine kugelförmige Lichtwellenfront n nach allen Seiten in den Raum. Bewegt sich der Beobachter A auf irgendeiner Kreisbahn im Raum um das glühende Teilchen, den Blick nach dem Teilchen gerichtet, so sieht er den leuchtenden Punkt immer und gleich hell, ganz gleichglütig von welcher Richtung er nach dem Teilchen hin blickt.

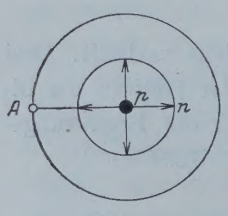


Fig. 1.

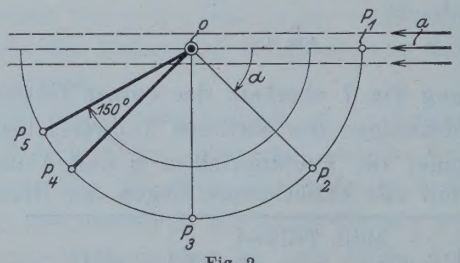


Fig. 2.

Ganz anders liegen nun die Verhältnisse, wenn es sich darum handelt ein nicht selbstleuchtendes kleines Teilchen dem Beobachter im Raum durch Beleuchten mittels eines Lichtbündels sichtbar zu machen. Für die Beleuchtung des sichtbar zu machenden Teilchens kommen dabei der Hauptsache nach kegelförmige konvergente oder divergente und parallele Lichtbüschel in Frage, und zwar will ich hier nur auf die Beleuchtung mit parallelen Lichtbündeln eingehen.

Beleuchten wir also wie Fig. 2 zeigt das Objekt O, zum Beispiel verschieden große freischwebende Stäubchen in Luft, mit einem parallelen Lichtbündel a, zum Beispiel mit Sonnenlicht, so sieht der im Raum befindliche Beobachter mit dem bloßen Auge oder Mikroskop, wenn er sich auf irgendeiner Kreisbahn vom Punkt P_1 über P_2, P_3, P_4 nach P_5 und so weiter bewegt, zunächst von Punkt P_1 aus nur sehr wenige und relativ lichtschwache und zwar anscheinend die größten Teilchen; von Punkt P_2 aus sind immer noch wenige, lichtschwache, relativ große Teilchen sichtbar; vom Punkt P_3 aus sieht der Beobachter schon einige Teilchen mehr und diese sind auch etwas lichtstärker; vom Punkt P_4 sieht der Beobachter erheblich mehr und noch lichtstärkere Teilchen; vom Punkt P_5 sieht der Beobachter noch mehr und noch lichtstärkere Teilchen (etwa 10 mal mehr als in P_3) und insbesondere werden immer mehr kleinere Teilchen sichtbar. — Die verschiedenen Teilchen beginnen also unter verschiedenen Winkeln aufzuleuchten. Mißt man den Aufleuchtewinkel α von verschieden großen bekannten Teilchen, so kann man unter eventl. Umständen aus dem Aufleuchtewinkel auf die verschiedene Größe der unbekannten Teilchen schließen. — Man könnte eine derartige Methode zum Beispiel zur Messung der Teilchengröße von „Nebeln" verwenden.

In der Richtung entgegen dem Lichtstrom findet also nur eine ganz schwache Abbeugung statt, während die Hauptlichtmenge in den in der Stromrichtung verlaufenden durch das Vorhandensein des Teilchens hervorgerufenen Lichtstromlinienraum abgebeugt oder abgelenkt wird.

Derartige in Luft schwebende Teilchen unterliegen auch der Schwerkraft. Bei Beobachtung der Stäubchen sieht man, daß sich ein Teil der Teilchen nach unten bewegt, aber nicht senkrecht sondern schräg nach unten, in der Richtung der Lichtstrahlen verschoben; der Lichtdruck verschiebt also diese Teilchen. — Andere Teilchen bewegen sich entgegen der Schwerkraft nach oben. Wiederum andere Teilchen bewegen sich in der Richtung des Lichtstrahles oder entgegen dem Lichtstrahl. — Die Bewegung der Teilchen beruht zum Teil auf Luftbewegungen infolge von Temperaturunterschieden oder auf Lichtwirkung, Lichtdruck. —

Für mikroskopische Zwecke hat H. Siedentopf das Beobachtungsmikroskop senkrecht zum beleuchtenden Strahlengang also, in Fig. 2 in der Richtung $P_3 O$ angeordnet. Bei dieser Anordnung sieht man also nicht so viele und nicht so kleine Teilchen bei gleicher Beleuchtigungsstärke, als wenn man das Beobachtungsmikroskop in der Richtung $P_4 O$ oder $P_5 O$ anordnet. Will man also möglichst viel und möglichst kleine Teilchen sichtbar machen, so muß man das Beobachtungsmikroskop etwa in der Richtung $P_5 O$ anordnen; man sieht dann erheblich mehr und kleinere Teilchen als in der Stellung $P_3 O$, ohne eine stärkere Lichtquelle nötig zu haben. Der Winkel dabei ist etwa 150 bis 160° zum einfallenden Beleuchtungsbüschel. — Man kann natürlich auch die Anordnung so treffen, daß der ganze Lichtkegelmantel, der der Stellung $P_5 O$ entspricht, ins Objektiv des Beobachtungsmikroskopes gelangt. — Man kann das Objekt auch von zwei Seiten mit verschieden gefärbten Lichtbüscheln beleuchten, zum Beispiel für die Zwecke der binokularen Beobachtung.

Früher [1]) nahm man theoretisch an, daß wenn ein Teilchen, das nach allen Richtungen klein gegen die Wellenlänge des Lichtes ist, von einem Lichtstrahl getroffen wird, es eine abgebeugte Kugelwelle in den Raum sendet. Das Teilchen

[1]) Vgl.: H. Siedentopf, Ultramikroskopische Abbildung linearer Objekte. *Zeitschr. für wissenschaftl. Mikroskopie* **29**. *S. 4 u. 5. 1912.*

soll dabei ähnlich wie eine einzige winzige Lichtquelle, die auch nach allen Richtungen hin leuchtet, strahlen.

Nach der obigen Beobachtungstatsache kann man aber doch nicht gut von einer „Kugelwelle" reden. Auch findet die abgebeugte Strahlung nicht immer nach allen Richtungen hin statt, und beugen durchaus nicht alle Teilchen das Licht nach allen Seiten ab und vor allem nicht in gleicher Stärke. Der Aufleuchtewinkel α der Teilchen ist verschieden groß. Die Intensität des von Teilchen abgebeugten Lichtes ist nach den verschiedenen Raum-Richtungen ganz verschieden; und zwar wird entgegen der Einfalls-Stromrichtung der beleuchtenden Strahlen nur sehr wenig Licht abgebeugt, während die Hauptmengen des abgebeugten Lichtes in den Stromlinienraum gelangt. —

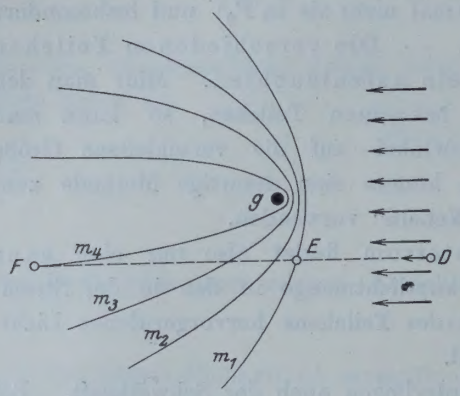


Fig. 3.

Man kann die Erscheinung mit der bei Wasserströmungen auftretenden vergleichen: Ein in einem strömenden Fluß (Fig. 3) befindliche Kugel oder runder Stab g liefert auch keine sekundäre Kugelwellen, sondern die Stromlinien des bewegten Mediums (hier z. B. Wasser) verlaufen in parabel- oder hyperbelähnlichen Gebilden (m_1, m_2, m_3, m_4, und so weiter), deren offenes Ende in der Stromrichtung liegt und in deren Brennpunkt etwa sich der Körper befindet. Begibt sich ein Beobachter, z. B. ein Schwimmer, vom Punkt D über E nach F, so merkt er in dem ganzen Raum außerhalb der letzten parabelförmigen Stromlinie oder Welle m_1 nichts von dem Vorhandensein des Körpers. Erst im Punkt E wird er durch die erste Welle m_1 von dem Vorhandensein des Stabes benachrichtigt. Der Wellendruck auf den Beobachter wird größer beim Schneiden der Wellen m_2, m_3, m_4 und nimmt dann mit der Entfernung wieder ab. Nur innerhalb des Raumes der Stromlinien merkt also der Beobachter das Vorhandensein des Stabes. — Die Benachrichtigung entgegen der Strömung findet nur auf eine kurze Strecke statt, während die Stromlinien in der Stromrichtung wenigstens 100- und noch mehr mal länger sind.

Berücksichtigen muß man ferner bei so feinen Teilchen auch, ob Licht **direkt durch die Teilchen durchgeht**. Jedenfalls sollte man prüfen, ob es nicht zweckmäßiger ist, das Beobachtungsmikroskop beim Ultramikroskop schräg entgegen der Einfallsrichtung der beleuchtenden Strahlen etwa in der Richtung P_5O der Fig. 2. anzuordnen.

Der Glimmlichtoszillograph.

Von
Viktor Engelhardt in Berlin.

1. **Die Eigenschaften des negativen Glimmlichts.** Die in verdünnten Gasen auftretenden Entladungserscheinungen führen bei einem Gasdruck von einigen mm an der Kathode des Entladungsrohrs zur Ausbildung eines die Elektrode mehr oder weniger stark bedeckenden negativen Glimmlichts. Es überzieht, durch den sogenannten Hittorfschen Dunkelraum von der Metalloberfläche getrennt, die Elektrode als eine zur Oberfläche parallele Lichthaut. Bei Verminderung des Gasdrucks oder bei Steigerung der Stromstärke breitet sich das Glimmlicht immer weiter über die Elektrode

aus. Erst wenn dieselbe ganz bedeckt ist, ändert sich der Vorgang. Für unser Thema kommen die nun auftretenden Erscheinungen nicht in Frage. Uns interessieren allein die Eigenschaften eines die Kathode nicht völlig bedeckenden Glimmlichts.

Schon die Arbeit Hittorfs (2) (s. S. 245) über die Elektrizitätsleitung in Gasen beschäftigte sich mit den Dimensionen des Glimmlichts. Hittorf fand, daß die Stromaufnahme der ganz mit Glimmlicht bedeckten Kathode mit der Elektrodengröße wuchs. Die primitiven Hilfsmittel: Induktor als Stromquelle und Tangentenbussole als Meßinstrument erlaubten es dem Forscher jedoch nicht, nach quantitativen Beziehungen zu fahnden. Erst Hehl (4) machte sich die genaue Untersuchung der Dimensionen des negativen Glimmlichts zur Aufgabe.

Hehl benutzte Stickstoff und Wasserstoff zur Füllung seiner Entladungsröhren, Aluminium und Platin als Elektrodenmaterial. Er konnte für beide Gase feststellen, daß die Stromdichte an der Kathode bei konstantem Gasdruck unabhängig von der Größe der Glimmlichtbedeckung war, daß die vom Glimmlicht überzogene Fläche also proportional zur Stromstärke wuchs — Hehlsches Gesetz. (Dieses Gesetz wurde unabhängig von Hehl und fast gleichzeitig mit ihm von H. A. Wilson (5) entdeckt.)

Bei Stickstoff war nach Hehl die Stromdichte dem Gasdruck proportional, bei Wasserstoff schien sie proportional mit dem Quadrat des Druckes zu wachsen.

Die Intensität pro Flächeneinheit war bei Hehls Versuchen mit Stickstoff der Stromdichte und damit dem Druck proportional. Je höher der Druck, desto heller leuchtet das Rohr, eine desto größere Stromstärke ist aber auch nötig, um eine bestimmte Kathodenlänge mit dem Glimmlicht zu überziehen. Bei gegebenem Druck ist die Gesamtintensität des Glimmlichts abhängig vom Gas, vom Elektrodenmaterial und insbesondere von der Reinheit der Elektrodenoberfläche. Das Spektrum des Glimmlichts wurde für verschiedene Gase untersucht (1). Die wichtigsten Ergebnisse seien in einer kleinen Tabelle zusammengestellt:

Gas	Farbe	Spektrum
Wasserstoff	bläulich-weiß	2. Spektrum und Balmerserie
Stickstoff	violettblau	Bandenspektrum. Einzelne Linien des Linienspektrums (3)
Helium	grün	Linienspektrum
Argon	blau	Linienspektrum (20)
Neon	rot	Linienspektrum

Das in Stickstoff entstehende Glimmlicht ist wegen seiner violett-blauen Farbe photographisch besonders wirksam, um so mehr, als ultraviolette Spektrallinien hinzukommen, die vom Glas des Rohrs gerade noch durchgelassen werden. Durch Verwendung von Quarzröhren läßt sich daher keine Verbesserung erzielen. Für subjektive Beobachtung ist Neon wegen seiner hellen roten Farbe besonders geeignet. Auch der in diesem Gas auftretende geringe Kathodenfall, der mit kleinen Entladungsspannungen zu arbeiten gestattet, ist von Vorteil. Gelegentlich wurde ein Gemisch von Helium und Neon als besonders geeignet für Glimmlichtröhren, deren Licht subjektiv beobachtet werden soll, verwendet. Für photographische Zwecke sind allerdings wegen der geringen Lichtstärke der kurzen Wellenlängen die Helium- und Neonröhren unbrauchbar.

Die am Entladungsrohr liegende Gesamtspannung ist bei nicht ganz vom Glimmlicht bedeckter Kathode in weiten Grenzen von der Stromstärke und, da die Gesamtspannung sich bei Röhren mit geringer Ausdehnung der positiven Säule vom Kathodenfall nicht stark unterscheidet, auch vom Druck ziemlich unabhängig. Fließt sinus-

förmiger Wechselstrom von beispielsweise 50 per/s durch das Entladungsrohr, so hat, wie Lessing (6) mit der Joubertschen Scheibe und Wehnelt (7) mit dem Braunschen Rohr nachwiesen, die Spannung am Rohr keinen sinusförmigen, sondern den in Fig. 1 dargestellten Verlauf. Die Spannung ist während der ganzen Phase annähernd konstant und sinkt am Ende der Phase ziemlich plötzlich auf Null. Während des ersten sehr raschen Stromanstiegs erhebt sich eine Spannungsspitze über die normale Spannungshöhe. Während bei langsamen Stromänderungen der Widerstand des Rohrs infolge vermehrter Ionenbildung (Ausdehnung des Glimmlichts) im umgekehrten Verhältnis zur Stromstärke sinkt, vermag die Widerstandsänderung (Ionenvermehrung) schnellem Anstieg des Stromes nicht rasch genug zu folgen, so daß der gemessenen Stromstärke eine höhere Spannung entspricht. Aus den gleichen Gründen ist zum Einschalten des Rohrs eine über der Betriebsspannung liegende „Zündspannung" erforderlich.

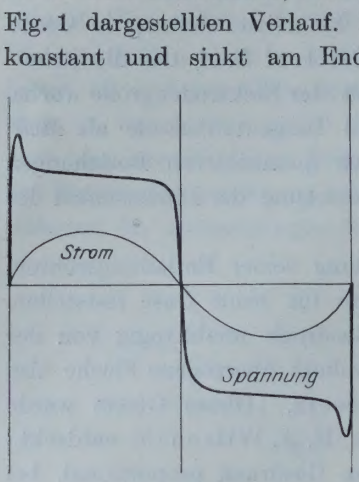


Fig. 1.

Die optische Intensität des mit wachsendem Strom gespeisten Glimmlichts ist in den Augenblicken, die eine erhöhte Spannung aufweisen, naturgemäß größer als in den Punkten mit normaler Spannung, da die Stromdichte während der ganzen Periode konstant ist, die pro Flächeneinheit verzehrte elektrische Energie also mit der Spannung wächst. Beim Auseinanderzerren des Glimmlichtbildes im rotierenden Spiegel macht sich diese Intensitätsschwankung als Streifung bemerkbar. Verwendet man Strom von höherer Frequenz als 50 per/s, so wird der Anteil der von erhöhter Spannung begleiteten Partien der Stromkurve immer größer, was sich in einem Anstieg der Gesamtintensität des Glimmlichts bei steigender Frequenz bemerkbar macht.

Fig. 2.

Für das an der Anode auftretende Glimmlicht wies Gehrcke (10) die Proportionalität zwischen Stromstärke und Glimmlichtausdehnung nach. Die Intensität des anodischen Glimmlichts ist bei geringen Wechselzahlen größer als die des negativen Glimmlichts, nimmt aber mit wachsender Frequenz stark ab und verhindert so seine praktische Benutzung.

2. Erfindung und Entwicklung des Glimmlichtoszillographen. Die mit Hehls Hauptresultaten identischen Beobachtungen Wilsons der Proportionalität zwischen Stromstärke und Glimmlichtausdehnung veranlaßten Gehrcke (8), das Glimmlichtrohr als Strommesser bzw. Oszillograph zu verwenden. Er benutzte das in Fig. 2 wiedergegebene Rohr mit zwei etwa 20 cm langen, gegeneinander versetzten Nickeldrahtelektroden, deren Enden in einer Ebene lagen. Wird an die Elektroden eine einem Transformator entnommene Wechselspannung geeigneter Höhe angelegt, so bedecken sich beide Drähte mit Glimmlicht, dessen Länge in jedem Augenblick der gerade herrschenden momentanen Stromstärke proportional ist. Betrachtet man das Bild des Glimmlichts im rotierenden Spiegel und sorgt man dafür, daß die Bilder beider Drähte in einer Ebene liegen, so erhält man als Umgrenzungslinie des Bildes der Lichterscheinung die Kurve des Stromes (Fig. 3). Zwischen zwei Halbperioden ist eine kleine Lücke vorhanden. Das Rohr braucht eine gewisse Spannung, um anzusprechen. Fällt die momentane Spannung in der Nähe der Nullinie

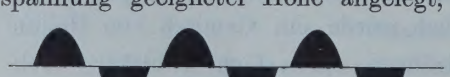


Fig. 3.

unter diesen Wert, so erlischt der Glimmstrom, um erst beim Erreichen der nötigen Entladungsspannung wieder einzusetzen.

Gehrcke arbeitete zunächst mit Luft, Stickstoff und Wasserstoff. Wird der rotierende Spiegel durch die photographische Platte ersetzt, so ist aus den schon genannten Gründen Stickstoffüllung am geeignetsten. Gehrcke (11) benutzte für seine photographischen Versuche daher ein mit 10 cm langen Nickeldrahtelektroden versehenes Rohr, das er mit trockenem Stickstoff füllte. Nur bei peinlichster Sauberkeit der polierten Metalloberfläche kam es zur Ausbildung eines gleichmäßigen und hellen Glimmlichts. Der Gasdruck war 7 bis 8 mm, die nötige Entladungsspannung etwa 300 V. Unter diesen Umständen entsprach eine Glimmlichtlänge von 10 cm einer Stromstärke von 0,04 A. Wird der Gasdruck kleiner gemacht, so wächst wohl die Stromempfindlichkeit des Rohrs, aber die optische Intensität wird, wie wir sahen, geringer. Das Bild des Glimmlichts wurde durch zwei sphärische Linsen und eine Zylinderlinse, welche, ohne die Längenausdehnung des Bildes zu ändern, das Licht in der Querrichtung konzentrierte, auf eine fallende photographische Platte geworfen, die 1 cm in 0,005 sec zurücklegte.

Die gegeneinander versetzten Drahtelektroden waren, da sie sich in verschiedener Entfernung von der photographischen Platte befanden, nicht günstig. Auf Gehrckes (14) Anregung baute daher Ruhmer (12) ein Rohr mit zwei in der Rohrachse liegenden Drähten, deren Enden sich fast berührten. Um trotzdem die zur Ausbildung des Glimmlichts nötige Gasstrecke zwischen den Elektroden zu sichern, wurden die Elektrodenenden durch ein senkrecht zur Rohrachse stehendes, das Glasrohr fast ausfüllendes Glimmerblättchen getrennt, welches an einer Seite nahe der Glaswand eine Einkerbung trug, um den Strom durchzulassen. Statt des Glimmerblättchens nahm Gehrcke (15) später ein Aluminiumblättchen, es leitet die Wärme besser ab und erhöht trotz seiner metallischen Leitfähigkeit den Widerstand des Rohrs zwischen den Elektroden, da sich auf seiner Oberfläche ein sekundärer Kathodendunkelraum mit hohem Widerstand ausbildet. Gehrcke (13) verbesserte seine Anordnung noch dadurch daß er statt der Drähte Metallbleche als Elektroden verwendete. Sie waren aus 1 mm starkem Nickelblech und hatten eine Oberfläche von $10 \times 1{,}3$ cm^2. Die in einer Ebene liegenden, durch ein senkrecht zur Rohrachse stehendes Glimmerblättchen getrennten Bleche konnten seitlich anvisiert werden. Das hatte eine bedeutende Steigerung der Intensität zur Folge, da das gesamte Licht der sich 1,3 cm in die Tiefe erstreckenden Glimmlichthaut ausgenutzt wurde.

Die Deutlichkeit der mit dem Oszillographen erhaltenen Wechselstrombilder wurde durch das an den Elektroden auftretende anodische Glimmlicht gestört. Das Anodenlicht schob sich in das Bild der Stromkurve in den Phasenteilen ein, in denen die betreffende Elektrode Anode war, füllte also den Zwischenraum zwischen den einzelnen Halbwellen auf jeder Seite der Nullinie aus. Gehrcke (15) baute daher ein Rohr mit zwei gabelförmigen Elektroden. Die in der Rohrachse liegenden Zinken bestanden aus Aluminium, die seitlich angeordneten aus Platin. Da nach Skinner (9) der Kathodenfall an Aluminium rund 220 V, an Platin rund 250 V ist, der Anodenfall an Aluminium mit 22 V den an Platin mit 19 V aber übersteigt, so werden die Aluminiumzinken jeder Elektrode vom Wechselstrom stets als Kathode, die Platinzinken dagegen als Anode benutzt. Die Möglichkeit, das seitlich liegende Anodenlicht abzublenden, ist damit gegeben.

Schließlich wurde von Gehrcke (13) die vorhin erwähnte Lücke in der Stromkurve zum Verschwinden gebracht. Gehrcke sandte, einem Vorschlag Orlichs folgend,

einen Gleichstrom durch das Glimmlichtrohr und überlagerte diesem die zu untersuchende Wechselspannung. Die Gleichstromquelle wurde durch eine Drossel vor dem Eindringen des Wechselstromes, die Wechselstromquelle durch eine Kapazität vor dem Eindringen des Gleichstromes bewahrt. Die Grenze des vom Gleichstrom hervorgerufenen Glimmlichts bildete die Nullinie, um welche der Wechselstrom schwankte. Die Gleichstromstärke war 0,06 A, die Wechselstromamplitude $\pm$ 0,009 A. Die Stromkurve wurde auf einer aus 113 cm Höhe fallenden Platte photographiert. Es gelang Gehrcke, mit der geschilderten lichtstarken Anordnung einen Wechselstrom von etwa 5000 per/s aufzulösen.

Bei Betrieb des Rohrs mit Gleichstrom, dem der zu untersuchende Wechselstrom überlagert wird, ist nur die mit dem negativen Pol der Gleichstromquelle verbundene Elektrode mit Glimmlicht bedeckt, die andere Elektrode, die Anode, kann daher beliebige Gestalt und beliebige, wenn auch nicht zu große Entfernung von der Kathode haben, das trennende Glimmerblatt wird überflüssig. Damit war die Möglichkeit zu einer weiteren Verbesserung des Glimmlichtrohres gegeben. Die Elektroden erhielten die in Fig. 4 angedeutete Gestalt; die Anode besteht aus einem kreisförmigen, senkrecht zur Rohrachse stehenden Aluminiumblech. Die Kathode ist aus zwei 60 mm langen und 10 mm breiten Nickelblechen gebildet, deren Flächen sich im Abstand von 1,5 mm gegenüberstehen. Die Außenseiten und die Ränder der Bleche sind mit Glimmer bedeckt, so daß sich das Glimmlicht nur in dem Zwischenraum zwischen den beiden Kathodenblechen ausbreiten kann und seitlich äußerst scharf begrenzt erscheint.

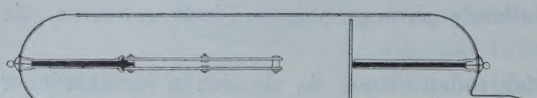


Fig. 4.

3. Anwendungen des Glimmlichtoszillographen. Die Anwendbarkeit des Glimmlichtoszillographen hängt wesentlich davon ab, ob das Hehlsche Gesetz bis zur höchsten Frequenz gültig ist und das Glimmlicht auch schnellsten Stromstärkeänderungen praktisch trägheitsfrei zu folgen vermag. Nach ersten Versuchen von Ruhmer (16) ging Diesselhorst (17) dazu über, schnelle elektrische Schwingungen mit dem Glimmlichtoszillographen zu analysieren. Die Geschwindigkeiten der fallenden Platte reichten dazu nicht aus. Es wurde mit ruhender Platte und rotierendem Hohlspiegel gearbeitet. Die besten Ergebnisse wurden erhalten, wenn die Gegenstandsweite gleich der Bildweite war. Eine geringe Verkleinerung des Bildes im Verhältnis 2 : 1 oder 3 : 1 erwies sich gelegentlich als zweckmäßig. Diesselhorst konnte mit seiner Anordnung die Kurvenform einer elektrischen Schwingung von 11000 per/s gut darstellen und eine Schwingung von 680000 per/s so weit auflösen, daß einer Periode eine Länge der Zeitkoordinaten von 0,46 mm entsprach. Die Kurvenform der Schwingung selbst ließ sich unter diesen Umständen nicht mehr feststellen, wohl aber die die Strommaxima verbindende Dämpfungslinie der gedämpften Schwingung.

Die Firma Boas baute für Diesselhorst (18) einen schnell rotierenden Hohlspiegel, der 200 und mehr Umdrehungen/sec machte. Bei einer elektrischen Schwingung von 100000 per/s erhielt Diesselhorst auf der photographischen Platte für eine Periode eine Länge der Zeitkoordinaten von 6 mm. Da er seinen Schwingungskreis durch Funken erregte, fiel das Bild des Schwingungsvorgangs nur selten auf die photographische Platte. Eine langsame seitliche Bewegung der Platte sorgte dafür, daß mehrere Spiegelumdrehungen benutzt werden konnten, so daß die Wahrscheinlichkeit, ein Funkenbild zu treffen, stieg. Eine Synchronisierungseinrichtung erleichterte zwar die subjektive Beobachtung der Erscheinung, erlaubte aber die Überlagerung

mehrerer Schwingungsvorgänge bei photographischen Aufnahmen nicht. Diesselhorst (18), (19), konnte mit dieser Anordnung u. a. Aufnahmen der bei gekoppelten Systemen auftretenden Schwingungen liefern, und es hat in der Folge besonders die Technik der drahtlosen Telegraphie sich des Glimmlichtoszillographen bedient, z. B. zur Aufklärung der in den Antennen fließenden Ströme. Veröffentlichungen hierüber sind wohl aus besonderen Gründen nicht erfolgt. Durch Diesselhorsts Arbeiten war nachgewiesen, daß der Glimmlichtoszillograph bis zu sehr hohen Frequenzen trägheitsfrei arbeitet und auch die für photographische Aufnahmen nötige Lichtintensität liefert. Die schon erwähnte Steigerung der optischen Intensität bei wachsender Frequenz unterstützt das Arbeiten mit schnellen elektrischen Schwingungen.

Überlagert man den zu untersuchenden Wechselstrom einem dauernd durch das Rohr fließenden Gleichstrom, so werden, wie wir sahen, die Kurven lückenlos wiedergegeben. Außerdem ist die erforderliche Wechselspannung äußerst niedrig, da sie nur die Variation der Stromstärke, nicht aber das gesamte Kathodengefälle aufrecht zu erhalten hat. 30 bis 40 V Wechselspannung reichen zur Überlagerung der etwa 300 bis 400 V Gleichspannung vollkommen aus. Der Glimmlichtoszillograph würde dem Kathodenstrahloszillographen gleichwertig, ja durch seine Einfachheit überlegen sein, wenn er nicht den Nachteil besäße, verhältnismäßig hohe Stromstärken (30 bis 40 mA) zu erfordern.

Diesem Nachteil halfen E. Gehrcke und der Verfasser (21) dadurch ab, daß sie das Glimmlichtrohr mit einer Hochfrequenzverstärkeranordnung kombinierten. Die zu untersuchende Wechselspannung wurde dem durch das Rohr fließenden Gleichstrom nicht direkt überlagert, sondern dem Gitter eines kleinen Senderohrs zugeführt. Die starken Schwingungen des Anodenstromes konnten nun im Glimmlichtrohr leicht beobachtet werden. Anodenspannung des Verstärkers und Gleichspannung für das Glimmlichtrohr wurden entweder zwei getrennten Stromquellen (21) oder aber, was noch einfacher war, bei Serienschaltung von Glimmlichtrohr und Verstärkerrohr (22) derselben Stromquelle entnommen (Fig. 5). Mit den geschilderten Anordnungen gelang es, die sehr schwachen Mikrophonströme eines Postmikrophons (21) und die schwachen Ströme vor dem Durchschlag durch Isolierpapiere (22) zu oszillographieren.

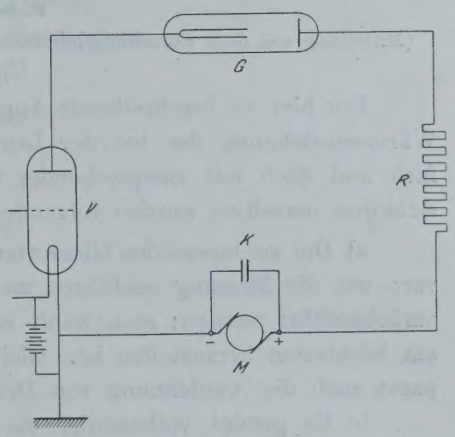


Fig. 5.

Durch die geschilderte Anordnung ist auch der letzte Mangel des Glimmlichtoszillographen behoben worden, und Gehrcke und der Verfasser konnten daran gehen, dem Apparat eine besonders bequeme, für rasches Arbeiten vorteilhafte Gestalt zu geben (23).

Literatur.

1. Zusammenfassende Darstellung: E. Gehrcke, Glimmentladung, in Marx, Handbuch der Radiologie Band III. Leipzig 1916.
2. Hittorf, *Pogg. Ann.* **136.** *S. 1. 1860.*
3. Goldstein, *Wied. Ann.* **64.** *S. 38. 1898.*
4. Hehl, *Diss. Erlangen 1901: Physikal. Zeitschr.* **3.** *S. 547. 1902.*
5. H. A. Wilson, *Phil. Mag. (6)* **4.** *S. 608. 1902.*
6. W. Lessing, *Diss. Erlangen 1902; Verh. d. Deutsch. Physikal. Ges.* **6.** *S. 340. 1904.*

7. Wehnelt, *Verh. d. Deutsch. Physikal. Ges.* **5.** *S. 29. 1903.*
8. E. Gehrcke, *Verh. d. Deutsch. Physikal. Ges.* **6.** *S. 176. 1904.*
9. Skinner, *Phil. Mag. (6)* **8.** *S. 397. 1904.*
10. E. Gehrcke, *Verh. der Deutsch. Physikal. Ges.* **7.** *S. 63. 1905.*
11. E. Gehrcke, *Diese Zeitschr.* **25.** *S. 33. 1905.*
12. E. Ruhmer, *Elektrot. Zeitschr.* **26.** *S. 143. 1905.*
13. E. Gehrcke, *Diese Zeitschr.* **25.** *S. 278. 1905.*
14. E. Gehrcke, *Electrician* **56.** *S. 1020. 1906.*
15. E. Gehrcke, D.R.P. 185220 Kl. 21g, Gruppe 20 v. 3. 8. 06.
16. E. Ruhmer, *Zeitschr. für den physikal. u. chem. Unterricht* **19.** *S. 141. 1906.*
17. H. Diesselhorst, *Verh. d. Deutsch. Physikal. Ges.* **9.** *S. 317. 1907.*
18. H. Diesselhorst, *Verh. d. Deutsch. Physikal. Ges.* **10.** *S. 306. 1908.*
19. H. Diesselhorst, *Elektrot. Zeitschr.* **29.** *S. 703. 1908.*
20. Goldstein, *Verh. d. Deutsch. Physikal. Ges.* **12.** *S. 426. 1910.*
21. Engelhardt u. Gehrcke, *Zeitschr. f. techn. Phys.* **6.** *S. 153. 1925.*
22. Engelhardt u. Gehrcke, *Zeitschr. f. techn. Phys.* **6.** *S. 438. 1925.*
23. Engelhardt u. Gehrcke, *Zeitschr. f. techn. Phys.* **7.** *S. 146. 1926.*

Über einen Apparat zur Messung der Wärmeausdehnung von Gläsern und Drähten.

Von
P. Selényi und **E. Patai.**
(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium der Vereinigten Glühlampen und Elektrizitäts-A.G., Ujpest bei Budapest.)

Der hier zu beschreibende Apparat verdankt seine Entstehung dem Wunsche, die Wärmeausdehnung der bei der Lampenfabrikation verwendeten Gläser möglichst einfach und doch mit entsprechender Genauigkeit bestimmen zu können. Bei der Konstruktion derselben wurden folgende Gesichtspunkte berücksichtigt:

a) Die zu messenden Glassorten liegen in Form von Röhren, Ballons und Stäben vor; um die Messung ausführen zu können, müssen sie auf eine und dieselbe Form zurückgeführt werden; man wählt natürlicherweise die Stäbchen- bzw. Fadenform, die am leichtesten herzustellen ist. Gleichzeitig hat man den Vorteil, mit demselben Apparat auch die Ausdehnung von Drähten messen zu können.

b) Es genügt vollständig, die relative Ausdehnung, z. B. gegenüber Quarz, zu messen.

c) Die Messung der Ausdehnung soll unmittelbar, ohne Hebelübertragung oder Spiegelablesung erfolgen, da Fabrikations- und Prüfungsräume zeitweise starken Erschütterungen ausgesetzt sind, und es war anzunehmen, daß diese bei unmittelbarer mikroskopischer Messung am wenigsten bemerkbar werden. An Meßinstrumenten stand uns ein Leitzsches horizontales Ablesemikroskop zur Verfügung, dessen Objektiv mit einem stärkeren (Zeiß-A-Objektiv) ersetzt wurde.

Wie ersichtlich, wäre für unsere Zwecke die bekannte Anordnung von Henning[1]) die geeigneteste. Diese Anordnung besteht aus einem unten geschlossenen Quarzrohr, in welches eine Quarzspitze eingeschmolzen ist. Der auf entsprechenden Durchmesser abgedrehte und in das Rohr eingeführte Versuchsstab stützt sich auf diese Spitze, und auf den Stab wird wieder ein unten mit einer Spitze versehener Quarzstab auf-

[1]) Über die Ausdehnung fester Körper bei tiefer Temperatur, *Ann. d. Phys. (4)* **22.** S. *631. 1907; diese Zeitschrift* **24.** *S. 135. 1904.*

gesetzt. Dieser ragt aus dem Quarzrohr hervor, und es wird die Verschiebung des inneren Quarzstabes gegenüber dem äußeren Quarzrohr gemessen, welche Verschiebung der relativen Ausdehnung des Versuchsstabes gegenüber Quarz gleich ist.

In dieser Form entspricht sie aber nicht der Anforderung unter a), indem sie nur die Verwendung eines Versuchsstabes von genau vorgeschriebener Dicke gestattet. Wir haben also die Henningsche Anordnung gewissermaßen umgedreht und ließen die innere Röhre anstatt auf den Versuchsstab aufliegen, von dem zu messenden Glasstab (Glasfaden) herunterhängen, wie dies auf Fig. 1 dargestellt ist.

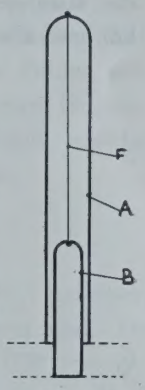


Fig. 1.

A und *B* sind hier zwei Quarzröhren, deren oben zugeschmolzene Enden mit je einem möglichst runden zentralen Loch von etwa 2 bis 3 mm ∅ versehen sind. Der aus der zu untersuchenden Glassorte verfertigte Glasfaden *F* von 1 bis 2 mm Dicke wird an einem Ende zu einer Kugel von etwas über 3 mm ∅ geschmolzen, in das Quarzrohr *B* Fig. 1 eingeführt und dann am anderen Ende zu einem Kügelchen zugeschmolzen. Wird das ganze Aggregat vertikal gestellt und gleichmäßig angewärmt, so verschieben sich das innere und äußere Quarzrohr gegeneinander um einen Betrag, der den Ausdehnungsdifferenzen von Glas und Quarz entspricht. Es sei:

α_G Ausdehnungskoeffizient des Glases,
α_Q „ „ Quarzrohres,
l Länge des Glasfadens,
t_2 die Anfangstemperatur,
t_1 die Endtemperatur,

dann beträgt die Verschiebung

$$\lambda = l(t_2 - t_1)(\alpha_G - \alpha_Q). \qquad 1)$$

Setzt man

$$\alpha_G = 900 \cdot 10^{-8},$$
$$\alpha_Q = 40 \cdot 10^{-8},$$
$$l = 200 \text{ mm},$$
$$t_1 = 20^0 \text{ C},$$
$$t_2 = 100^0 \text{ C},$$

so erhält man für λ einen Wert von rund 0,14 mm. Da die Verlängerung λ mit dem zu bestimmenden Ausdehnungskoeffizienten (genauer gesagt mit $\alpha_G - \alpha_Q$) proportional ist, so muß sie wenigstens mit derselben prozentuellen Genauigkeit bestimmt werden, mit welcher Genauigkeit man den Ausdehnungskoeffizienten erhalten will. Da eine Genauigkeit von $1\,^0/_0$ als wünschenswert erschien, so war diese auch bei der Messung von λ anzustreben. Wie oben erwähnt, haben wir von einer Vergrößerung der zu messenden Verschiebung durch Hebelübertragung abgesehen. Auch bei der direkten Messung war zunächst eine technische Schwierigkeit zu überwinden. Um die Verschiebung der Quarzröhren gegeneinander messen zu können, muß man auf beiden je eine Marke anbringen; diese müssen so beschaffen sein, daß sie im Mikroskop gleichzeitig scharf zu sehen und abzulesen sind. Nach längeren Vorversuchen hat sich folgende Anordnung gut bewährt.

Mit dem äußeren Rohr (s. Fig. 2) ist der Spiegel *T*, mit dem inneren Rohr ein Stückchen von einer Stahlklinge (Rasierklinge) *P* fest verbunden. Der Spiegel läßt sich mit Hilfe der Mutter *C* zuerst entsprechend nahe zur Schneide bringen und dann mit

Schraube Z feststellen. Richtet man jetzt ein horizontales Ablesemikroskop auf die Klinge[1]), so erscheint die Schneide und ihr Spiegelbild gleichzeitig scharf im Gesichtsfelde des Mikroskops und der gegenseitige Abstand derselben kann auf dem Okularskalenmikrometer abgelesen werden. Es sind so beide Bedingungen erfüllt, die wir an die abzulesenden Marken oben gestellt haben: sie liegen in derselben vertikalen Ebene, können also gleichzeitig beobachtet werden und gestatten eine sehr scharfe Ablesung, eine viel schärfere als z. B. eine Nadelspitze oder dergleichen. Gleichzeitig hat die Anordnung den Vorteil, daß die zu messende Verschiebung durch die Spiegelung verdoppelt wird, wodurch die Meßgenauigkeit auch auf das Doppelte erhöht wird. Die weiteren Einzelheiten der Anordnung sind aus Fig. 2 ebenfalls zu entnehmen. Der durch den horizontalen Träger N, durch die Rundstäbe M und durch das Querstück R (letzteres mit Hilfe der Muttern D befestigt) gebildete Rahmen trägt das starkwandige Rohr K, in welchem der genau eingepaßte Rundstab F mit Hilfe der Mutter C auf und ab bewegt werden kann. Um eine Verdrehung von F zu verhindern, ist K mit einem länglichen Schlitz versehen, durch welchen die Schraube Z geht; dieselbe dient wie oben beschrieben, auch zum Fixieren des Stabes F, welcher oben den Spiegel T trägt.

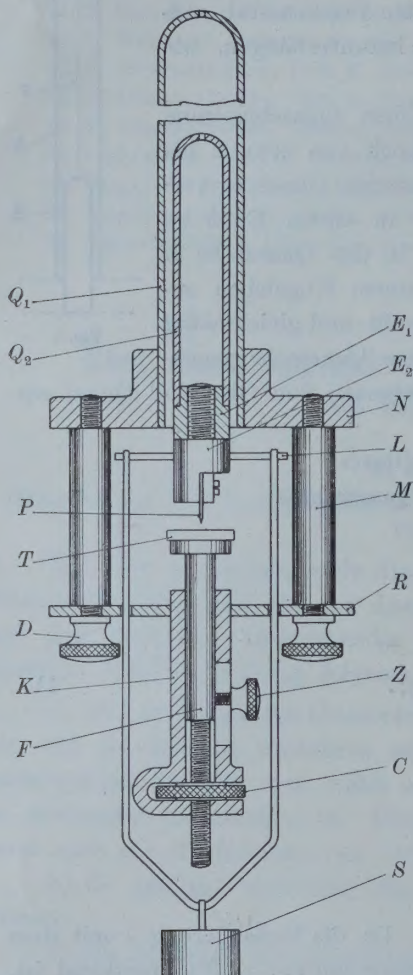


Fig. 2 (etwa $^2/_3$ der natürlichen Größe).

Der Träger N ist an das äußere Quarzrohr einfach mit Siegellack befestigt. Das Stück E, welches die Klinge P hält, besteht aus zwei Teilen. Der obere E_1 ist an das innere Quarzrohr Q_2 angekittet und ist, um den Glasfaden in das Quarzrohr hineinbringen zu können, der Länge nach durchbohrt. Der untere Teil, der eigentlich die Klinge hält, wird nachher angeschraubt.

Das Gewicht S hat den Zweck, den Glasfaden etwas zu beschweren, um etwaige Reibung der Quarzröhren zu überwinden; die zwei horizontalen Arme L, auf welchen das Gewicht mit einem Drahthaken aufgehängt ist, sind beim Einsetzen eines neuen Glasfadens herauszuschrauben.

Die Heizvorrichtung besteht aus einem üblichen doppelwandigen Dampfmantel, in dessem Innern die äußere Quarzröhre mit zwei durchgebohrten Korken befestigt ist. Es wurde natürlich Sorge getragen, daß der Glasfaden in seiner ganzen Länge dieselbe Temperatur besitze, er wurde deshalb um etwa 10 cm kürzer gemacht, wie die Länge des Heizmantels (40 cm).

Es sollen noch kurz die möglichen Fehlerquellen und die erreichbare Genauigkeit diskutiert werden. Aus Formel 1) folgt

$$\alpha_G = \frac{\lambda}{l\,(t_2 - t_1)} + \alpha_Q. \qquad 2)$$

[1]) Auf der Fig. 2, ist die Ebene der Klinge übersichtlichkeitshalber um 90° verdreht gezeichnet, sie ist in Wirklichkeit parallel mit der Papierebene, und die Achse des Ablesemikroskopes ist senkrecht auf diese zu denken.

Zu messen sind also l, t_1, t_2 und λ, α_Q wird als bekannt vorausgesetzt. Sollten die verwendeten Quarzröhren einen etwas anderen Ausdehnungskoeffizienten besitzen als reines Quarzglas, worauf sich die in der Literatur angegebenen Konstanten beziehen, so beeinflußt dieser Umstand den Wert von α_G nur minimal, da α_Q selbst nur etwa $^1/_{18}$ von α_G ist. Wäre also der benützte Wert von α_Q um $5\,^0/_0$ falsch, so ist der dadurch bedingte Fehler von α_G nur $^1/_4\,^0/_0$. Die gemessenen drei Größen haben laut Formel 2) einen gleichen Einfluß auf den Wert von α_G, der prozentuelle Fehler von α_G ist also gleich der Summe der prozentuellen Fehler der drei gemessenen Größen. Von diesen läßt sich die Länge des Glasstabes mit einem einfachen Millimeterstabe bis auf etwa 0,5 mm genau messen. Die prozentuelle Genauigkeit ist also

$$100\,\frac{0{,}5}{300} \approx {}^1/_5\,{}^0/_0 .$$

Die Temperaturdifferenz $t_2 - t_1$ wurde mit einem gewöhnlichen, in $^1/_1{}^0$ geteilten Laboratoriumsthermometer gemessen, an welchem $^1/_5{}^0$ noch gut zu schätzen sind. Da $t_2 - t_1$ ungefähr $75\,^0$ C beträgt, so ist eine relative Genauigkeit von $100 \times \frac{0{,}2}{75} = {}^1/_4\,{}^0/_0$ zu erreichen, ein fehlerfreies Thermometer vorausgesetzt. Was endlich die Genauigkeit der Bestimmung von λ anbelangt, diese ergibt sich daraus, daß die beobachtete doppelte Verlängerung von etwa 30 Skalenteile des Okularmikrometers beträgt, wobei $^1/_4$ Skalenteil noch gut abzuschätzen ist. Das würde also eine Genauigkeit von $100 \times \frac{0{,}25}{30} \approx 1\,^0/_0$ ergeben.

Durch die Anwendung eines Okularschraubenmikrometers an Stelle des Okularskalenmikrometers könnte die Genauigkeit der Messung vielleicht noch erhöht werden.

Die tatsächlich erreichte Genauigkeit entspricht vollständig den Erwartungen. Bei sorgfältig ausgeführten Messungen stimmen die bei der Erwärmung und bei der Abkühlung erhaltenen Werte von λ auf 1 bis $2\,^0/_0$ überein. Daß keine systematischen Fehler in der ganzen Anordnung vorhanden sind (etwa Verlängerung der Rundstäbe M infolge Erwärmung durch Strahlung), haben wir durch Messung der Ausdehnung von Jenaer Borosilikatglas 59 III kontrolliert und dafür den Wert $594 \cdot 10^{-8}$ erhalten, in guter Übereinstimmung mit dem wirklichen Wert. Übrigens steht die beschriebene Apparatur seit mehr als zwei Jahren im Gebrauch und hat sich bei zahlreichen Messungen an verschiedenen Glas- und Drahtsorten[1]) gut bewährt.

Über Emaillelackdrähte.

Von
Dr. **W. Ewald** in Berlin.

Vielfache Bemängelungen verschiedener Apparate wegen schadhafter Emailledrähte, auch Klagen aus den eigenen Werkstätten über die „Sprödigkeit“ der Emailleschicht von Kupferdrähten gaben Veranlassung, die verschiedenen Rollen der beanstandeten Drähte näher zu untersuchen. Hierfür waren mir die reichen Erfahrungen von Wert, die ich vor wenigen Monaten bei ausführlicher Beschäftigung mit der Prüfung von Emailledrähten und ihren Fehlern bei den Siemens-Schuckert-Werken (SSW) sammeln konnte. Bei meiner jetzigen Untersuchung der von der Kundschaft

[1]) Die Befestigung von Drähten geschieht am einfachsten in ähnlicher Weise wie die der Glasfäden durch zwei kleine, an die beiden Drahtenden angeschmolzenen Glaskügelchen.

und Werkstätte beanstandeten Drähte zeigte sich ohne weiteres, daß es sich bei fast allen Isolationsfehlern um Abschabungen und ähnliche defekte Stellen handelte, die durch nachträgliche mechanische Beschädigung hervorgerufen waren. Wenn einige Drähte auch etliche andere der weiter unten angegebenen Fehler zeigten, so handelte es sich hier doch mehr um Schönheitsfehler, die die Brauchbarkeit keineswegs beeinträchtigen, die sich außerdem so selten und in so geringer Stärke fanden, daß die Drähte als einwandfrei bezeichnet werden mußten.

Es interessiert nun vielleicht, die bei der Fabrikation von Lackdrähten auftretenden Fehler einmal kennen zu lernen und zu hören, wie eingehend solche Emailledrähte in der Fabrik untersucht und geprüft werden. Man wird dann zweifellos den Eindruck gewinnen, daß die Wahrscheinlichkeit, daß eine Rolle mit wesentlichen Isolationsfehlern die Fabrik verläßt, außerordentlich gering ist. Etwas größer als bei manchen anderen Drähten ist bei Emailledrähten die Gefahr, die dünne Isolationsschicht — etwa durch abrutschende Schraubenzieher o. dgl. — nachträglich mechanisch zu verletzen; solche Beschädigungen lassen sich aber leicht vermeiden, da die in Frage kommenden Apparaturen ja überhaupt nicht für allzu rauhe Behandlung, Reparatur durch ungeschickte Hände o. dgl. geeignet sind.

Im folgenden gebe ich nun einen Überblick über die Fehlermöglichkeiten bei Emailledrähten sowie die Prüfung und Untersuchung, wie sie z. B. bei den SSW ausgeführt wird.

Für die Güte der Emaillelackschicht (Isolationsfähigkeit) auf Kupferdrähten ist es durchaus erforderlich, daß vor der Lackierung der Drähte die Oberfläche frei von Fehlern ist. Dies muß selbstverständlich dauernd kontrolliert werden, und nur so ist es möglich, ein einwandfreies Material zu erhalten. Um die verschiedenen Mängel, die auf der Oberfläche von Kupferdrähten auftreten können, leicht zu erkennen, sollen im folgenden die typischen Fehler zusammengestellt werden.

Der an und für sich einwandfreie Cu-Draht wird zur bequemeren Handhabung auf Rollen aufgespult. Hier kommt es vor, daß in zwei verschiedenen Lagen sich die Drähte überkreuzen. Da das Material weich ist, entstehen Eindrücke von nicht unerheblicher Tiefe. Dasselbe tritt auf, wenn beim Aufspulen der Draht reißt, denn

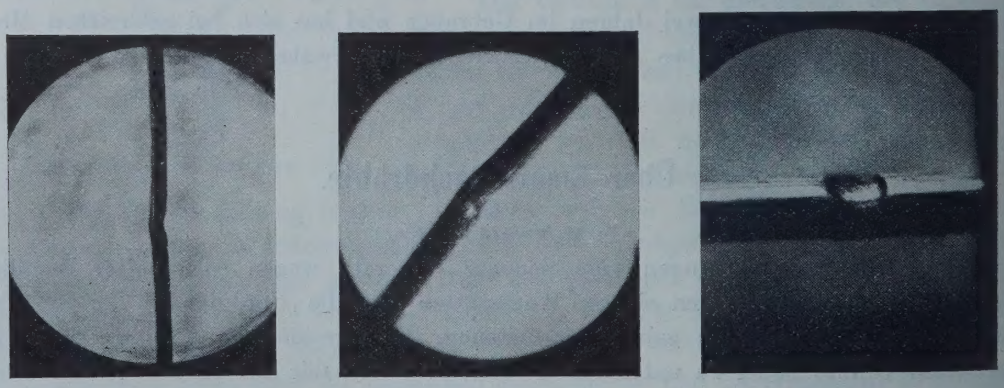


Fig. 1.

das Ende wird jetzt quer gelegt, damit man weiterspulen kann. Man sieht in der Fig. 1 Eindrücke, die durch Überspulen der Querlagen freier Drahtenden oder durch Überkreuzen der Bewicklung entstanden sind, in Fig. 2 dieselben Eindrücke, die dort

künstlich hergestellt sind, indem man über zwei Drähte einen dritten legte und letzteren leicht andrückte.

Fig. 3 zeigt eine sehr oft übersponnene Spule, man erkennt die querliegenden

Fig. 2.

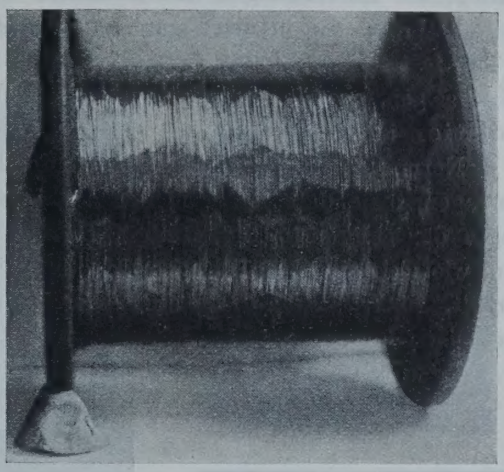


Fig. 3.

Enden deutlich. An den Überkreuzungsstellen ist das Material sehr oft bis über die Hälfte zusammengedrückt.

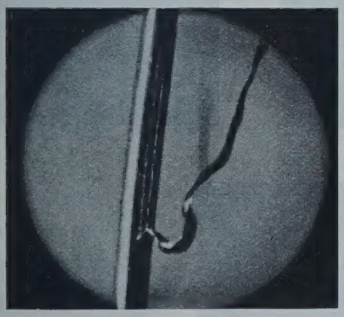


Fig 4.

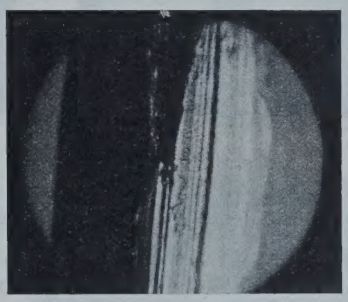


Fig. 5.

Fig. 6.

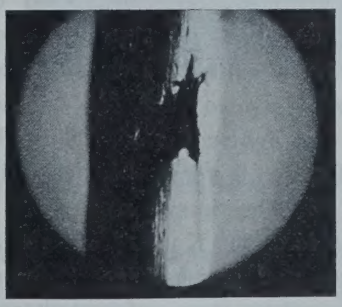


Fig. 7.

Wie weit die Fehler im Metall Einfluß auf die Güte der Isolation der Lackschicht haben, wird weiter unten besprochen.

Durch Mängel am Ziehstein werden Fehler bedingt, die in den Figg. 4 bis 7 ver-

anschaulicht sind. Fig. 4 zeigt eine der auftretenden Abschabungen mit noch anhängender Kupferfaser; Fig. 5 gibt die besonders bei Verunreinigungen der Ziehsteine auftretenden Riffelungen gut wieder; Fig. 6 und 7 veranschaulichen andere defekte Stellen, wie Einkerbungen und Löcher.

Während der in den Figuren 1 bis 3 dargestellte Fehler für die Emaillierung der Drähte fast keinen Einfluß hat, bilden sich an den Fehlerstellen, wie sie die Figuren 4 bis 7 zeigen, wesentlich leichter Fehlerstellen des Lackdrahtes in bezug auf die Isolation aus.

Normaler Emaillelackdraht muß in der Praxis z. B. eine gewisse Zugbeanspruchung vertragen, ohne daß Fehler in der Lackschicht entstehen: die Lackschicht muß aber wegen der geforderten Längsdilatation eine Querkontraktion erleiden. Es fragt sich nun, wie sich eine Emaillelackschicht bei diesem Vorgang in bezug auf ihre „Härte" verhält. Es ist bekannt, daß man durch Zugbeanspruchung Metalle[1]) wie Kristalle[2]) verfestigen kann.

Es wurden zunächst von einer Drahtrolle drei 1 m lange Stücke herausgeschnitten.

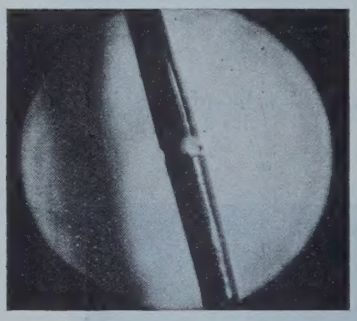


Fig. 8.

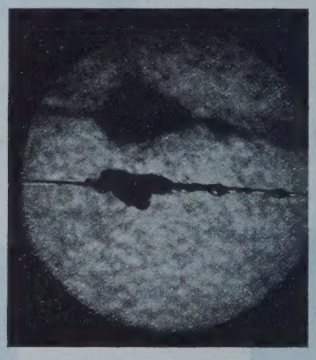


Fig. 9.

Eines von diesen wurde nicht irgendwie beansprucht, die restlichen beiden anderen erfuhren eine etwa 10- bis 15%ige Dehnung. Ist die Konsistenz des Lackes eine normale, so entstehen keine Fehler in der Oberfläche. Nach den bekannten oben angeführten Erscheinungen ist anzunehmen, daß mit Zunehmen der Dilatation sich die Lackschicht verfestigt. Dieser Vorgang dauert so lange an, als die Elastizitätsgrenze nicht überschritten wird. Nach einer besonderen (mechanischen) Methode wurde die Härte der Proben festgestellt und obige Annahme bestätigt gefunden.

Setzt man die Dehnung weiter fort, dann treten plötzlich die in Fig. 8 angedeuteten „Ringe" auf, die Lackschicht ist zerrissen.

Ein Fehler, der fast gänzlich vermieden wird, tritt durch mangelhaften Lack auf. Die Figuren 9 veranschaulichen diesen; es hängen direkt Lackklümpchen am Draht.

Eine bestimmte Konsistenz des Lackes und Beschaffenheit der Oberfläche des zu lackierenden Kupferdrahtes ergibt die Erscheinung, daß sich die Lackschicht durch Pressen und gleichzeitiges Ziehen als Hülle (Schlauch) abziehen läßt. Die Figuren 10 zeigen solche längs aufgeschnittenen Lackhüllen, bei denen noch dünne Kupferstreifen, die wohl nachträglich mit „abgeblättert" sind, deutlich sichtbar werden.

---

[1]) G. Masing und M. Polanyi, Kaltreckung und Verfestigung. Erg. d. exakt. Nat. Berlin 1923.

[2]) W. Ewald und M. Polanyi, *Zeitschr. f. Physik* **28**. *29. 1924.*

Am lackierten Draht werden, wie die Figuren 11 veranschaulichen, sogenannte „glitzernde“ Stellen sehr häufig gefunden, die sich infolge veränderter Lichtbrechung an der Lackschicht bemerkbar machen. Irgendwelcher Einfluß auf die Güte des Drahtes scheint nicht vorhanden zu sein. Indessen werden Eindrücke besonders häufig bei weicher oder unelastischer Lackschicht erkennbar bleiben; dabei mag erwähnt werden,

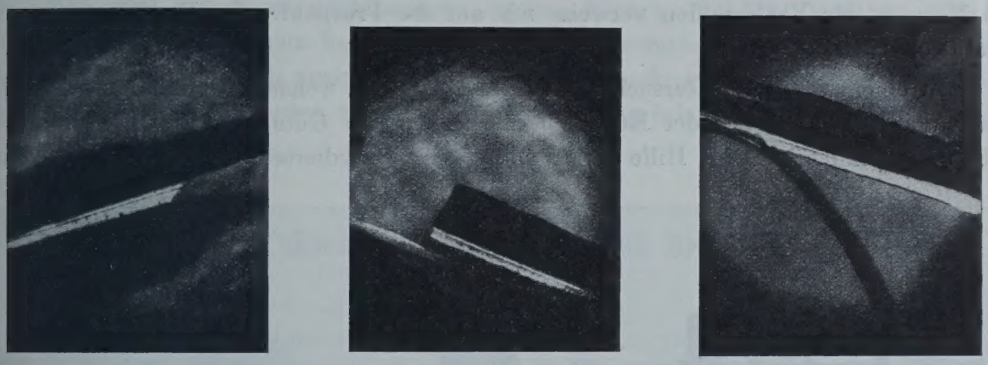
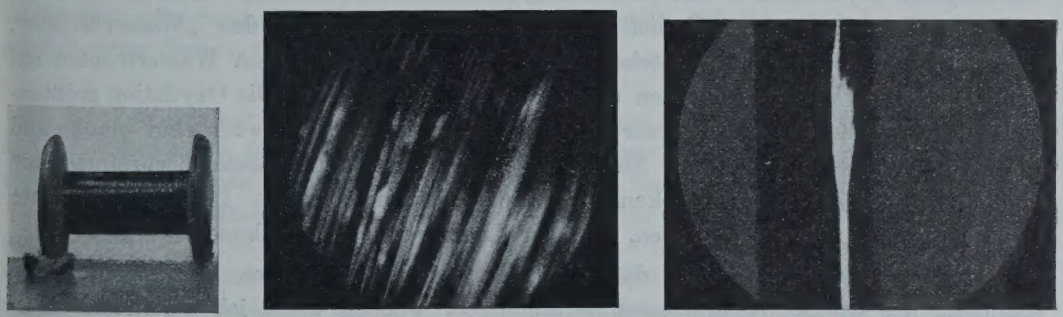


Fig. 10.

daß je nach dem Verwendungszweck „weicher“ oder „harter“ Draht zweckmäßiger sein kann.

Abbildungen 2 und 3 der Figuren 11 sind Vergrößerungen der Abb. 1; es sei hier besonders betont, daß der in Abb. 3 der Fig. 11 photographierte Draht überall vollkommen rund ist, daß wir es also nicht mit Einmuldungen zu tun haben.

Die Prüfung der Isolationsfestigkeit geschieht mit der Quecksilberprüfmaschine von Siemens & Halske. Der Draht läuft durch ein bzw. drei Hg-Bäder. Man legt Spannung an den Draht und an das Quecksilber. Ist die Isolation durch irgend-



1 2 3

Fig. 11.

einen Fehler im Draht aufgehoben, so fließt ein Strom, und an einem Relais wird der Fehler registriert.

Die Wirkungsweise der Quecksilberprüfmaschine im besonderen erhellt an Hand der Fig. 12. Der auf einer Rolle aufgespulte Emailledraht durchläuft zunächst ein Hg-Bad. Dadurch, daß am Hg und am Draht Spannung liegt und dazwischen noch ein Relais geschaltet ist, kann man jeden Isolationsfehler feststellen und registrieren. Bevor nun der Emailledraht durch das zweite bzw. dritte Hg-Bad läuft, passiert er jedesmal ein Rollensystem; durch die Biegung des Drahtes an den Rollen hat die Lackschicht eine bestimmte Beanspruchung zu ertragen. Ist die Güte der Lackschicht

einwandfrei, so werden am zweiten bzw. dritten registrierenden Relais dieselben Fehlerzahlen pro Meter auftreten wie am ersten Relais. Der Emailledraht wird mittels eines Motors durch die Hg-Bäder hindurchgezogen und an der anderen Seite der Maschine wieder aufgespult. Durch eine besondere Vorrichtung ist es möglich, die Anzahl der Fehler pro 15 m direkt abzulesen. Für die Prüfung der Emailledrähte findet diese Maschine in allen Staaten Verwendung. Über Einzelheiten der Wirkungsweise und die Normen der Fehlerzahlen verweise ich auf die Prospekte der Fa. Siemens und Halske.

In einer weiteren Untersuchung war festzustellen, welchen Einfluß „Oxydstellen" und „Wasserflecken" auf der Kupferoberfläche auf die Güte des Emaillelackdrahtes haben. Bei künstlich (mit Hilfe der Bunsenflamme) oxydierten Cu-Drähten war keine

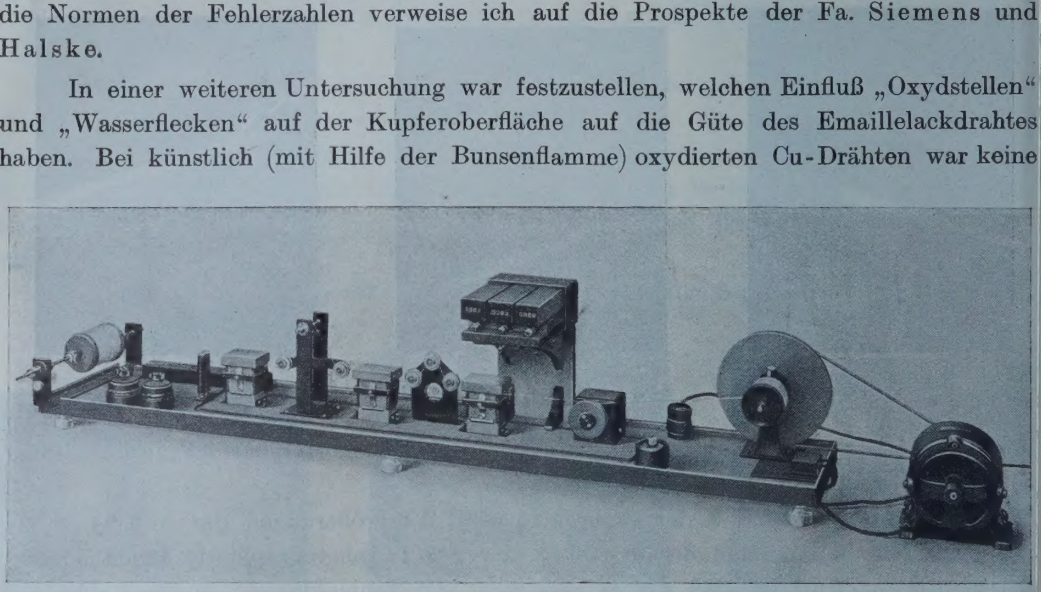


Fig. 12.

Verschlechternng der Isolationsfähigkeit nach der Lackierung zu bemerken. Lediglich bei langsam oxydiertem Draht (durch Lagern an der Luft) steigt die Fehlerzahl 6,0 auf 20,6 pro 15 m. Ganz ähnlich liegen die Verhältnisse bei den „Wasserflecken". Wie der Name schon sagt, entstehen diese beim Eintrocknen von Wassertropfen auf dem Cu-Draht. Während bei den oben angeführten Versuchen die Oxydation größtenteils durchgehend ist, zeigt dieser Draht vor der Lackierung abwechselnd blanke und die „vom Wasser oxydierten" Stellen. Versuche mit der Quecksilberprüfmaschine ergaben pro 15 m beim blanken Draht 6,25, beim fleckigen 16,3 Fehler. Diese Drähte werden, falls sie auftreten, von der Lackierung ausgeschlossen.

Es ist selbstverständlich, daß die gefundenen Fehlerzahlen von der Betriebsspannung der Quecksilberprüfmaschine abhängen. Jedoch weise ich die in der *Electrical World* vom 25. August 1923 angegebene funktionale Abhängigkeit zurück. Es ist hier leider nicht der Platz, darauf einzugehen, jedoch soll bemerkt werden, daß aus meinen Versuchen bei Steigerung der Spannung eine stetige Zunahme der Fehlerzahlen vorhanden ist. Das merkwürdige Resultat in der „Electrical World" ist wahrscheinlich durch eine unregelmäßige Prüfgeschwindigkeit hervorgerufen, die jedesmal genau eingestellt werden muß, wenn man mit den Spannungen wechselt.

Hier sei mitgeteilt, daß die vom Kabelwerk der SSW gelieferten Emaillelackdrähte auch in bezug auf die Elastizität der Lackschicht einwandfrei für die praktische Verwendung sind.

Zum Schluß möchte ich Gelegenheit zu einer Richtigstellung nehmen. Es wird in der Praxis immer davon gesprochen, eine Emaillelackschicht auf einem Cu-Draht

darf nicht zu hart oder zu weich sein, meines Erachtens wird nur verlangt, daß sie elastisch ist und nicht spröde oder plastisch. Man schließt auch aus Versuchen mit der Quecksilberprüfmaschine von Siemens & Halske nicht, wie so oft ungenau angenommen wird, auf Härte oder Weichheit des Emaillelackes, sondern nur auf seine Elastizität (daß ein harter Körper äußerst elastisch sein kann, ist uns vom Stahl bekannt).

Man wird aus diesen Ausführungen ersehen können, daß Emailledrähte, die von ernst zu nehmenden Firmen hergestellt und von der verarbeitenden Firma hinsichtlich Isolationsstärke und evtl. auch „Härte“ ihrem Verwendungszweck entsprechend noch besonders ausgewählt worden sind, den höchsten Ansprüchen genügen werden.

Die Genauigkeit einer autokartographisch hergestellten Karte.

Von
Dr. **Otto v. Gruber** in Jena.

Unter der gleichen Überschrift hat H. H. Kritzinger in Heft 21/22 der *Zeitschr. für Vermessungswesen v. 15. 11. 1925* über eine Prüfung des Hugershoff-Heydeschen Autokartographen durch die inzwischen umorganisierte frühere *Sächsische Landesaufnahme* berichtet. — Das jetzige *Reichsamt für Landesaufnahme* steht der Sache fern.

Sechs Wochen vor der Veröffentlichung des Artikels von Kritzinger ist in dem Amtlichen Anzeiger des Prager Arbeitsministeriums, den Nachrichten über den öffentlichen Technischen Dienst, Prag 1. 10. 1925, ein Artikel von Ing. Emanuel Snizek über den Hugershoffschen Autokartographen erschienen. Dieser Artikel enthält einen Teil des von Kritzinger mitgeteilten Materiales und zwar mit demselben Fehler in dem Ergebnis einer Zahlenrechnung, die auf Grund der von Kritzinger mitgeteilten Tabellen von jedermann kontrolliert werden kann. Man muß daraus den Schluß ziehen, daß es sich nicht um unabhängige Arbeiten der beiden Autoren handelt.

Von einer Prüfung, wie sie durch Kritzinger mitgeteilt wird, muß in erster Linie verlangt werden, daß ihre Ergebnisse mit anderen entsprechenden Prüfungen vergleichbar sind, außerdem — eigentlich selbstverständlich — daß sie objektiv ist. Leider gibt das mitgeteilte Material hinsichtlich beider Forderungen zu großen Bedenken Anlaß.

I.

Ein Vergleich mit den Ergebnissen anderer Prüfungen ist nicht ohne weiteres möglich, da in der Publikation nur der Maßstab der ausgearbeiteten Karte mitgeteilt wird, aber jede Angabe über Lage und Höhe der Aufnahmeorte, über Neigung und Richtung der Aufnahmen fehlt.

Bekanntlich wirken Fehler in den zwölf äußeren Orientierungselementen eines Aufnahmepaares durchaus nicht so, daß nur Dehnungen entstehen und diese nur dem Maßstab der Ausarbeitung proportional sind. Vielmehr geben diese Fehler zu den verschiedensten Verwindungen und ungleichmäßigen Zerrungen des Reliefs Anlaß und hängen ihre Einflüsse auch wesentlich von der Flughöhe ab. Außerdem ist bekannt, daß gerade bei Schrägaufnahmen die Fehler der Ausarbeitung wesentlich rascher anwachsen als der Abstand eines ausgearbeiteten Punktes von der Aufnahmebasis, und weiter, daß Lage- und Höhenfehler, die schon untereinander nicht unabhängig sind, auch von der Lage der gegebenen Fixpunkte abhängen, die zur Orientierung verwendet worden sind. Die Mitteilung der Orientierungselemente ist also unerläßlich.

Gibt man nur die Fehler beliebig herausgegriffener Strecken an, wie dies bei der von den beiden Autoren mitgeteilten Prüfung geschehen ist, statt die absoluten Lagefehler der verglichenen Punkte festzustellen, so können z. B. durch geeignete Auswahl dieser Strecken sowohl systematische Verzerrungen einer Ausarbeitung wie auch unzulässig große absolute Lagefehler verborgen bleiben. Zu welch irreführenden Ergebnissen die angewandte Prüfungsmethode tatsächlich führt, geht aus einem Vergleich der prozentualen Fehler von Strecken verschiedener Länge hervor:

Der mittlere Fehler einer der 175 Strecken zwischen 100 m und 1199 m Länge ist $\pm$ 0,41 %,

der mittlere Fehler einer der 55 Strecken zwischen 1200 und 2300 m Länge ist $\pm$ 0,26 %. Greift man gar die Strecken zwischen 1400 m und 2300 m Länge heraus, so ist ihr mittlerer Fehler sogar nur $\pm$ 0,22 % und nicht, wie Kritzinger und auch Snizek angeben, $\pm$ 0,49 %.

Hieraus ist ersichtlich, daß im vorliegenden Falle der prozentuale Fehler von der Länge der gemessenen Strecke abhängig ist, während eine solche Darstellung des relativen Fehlers nur dann die Fehler der Ausarbeitung zureichend charakterisieren würde, wenn der prozentuale Fehler von der Länge der gemessenen Strecke unabhängig wäre. Eine derartige Prüfungsmethode ist also unzureichend und führt zu falschen Schlüssen.

Damit eine Prüfung mit den Ergebnissen anderer entsprechender Prüfungen vergleichbar ist, müssen außer den Orientierungselementen der Aufnahmen noch die absoluten Lagefehler der geprüften Punkte mitgeteilt werden, wie es sonst auch ganz allgemein gebräuchlich ist. Bei dieser Gelegenheit mag auch noch der Wunsch ausgesprochen werden, daß außer den Prüfungsergebnissen in ähnlichen Fällen nach Möglichkeit auch noch wenigstens der ausgearbeitete Punktplan einschließlich der zur Orientierung der Aufnahmen verwendeten Fixpunkte sowie Kopien der Aufnahmen veröffentlicht werden. Um verschiedene Prüfungsergebnisse objektiv würdigen zu können, ist es z. B. nicht gleichgültig, ob bei einer Prüfung eine Ausarbeitung über die gesamten Bildflächen erfolgt ist, oder nur ein kleiner, unter Umständen besonders günstig gelegener Teil der Bildflächen ausgearbeitet wurde.

In dem besonderen Falle kommt allerdings ein glücklicher Zufall zu Hilfe, insofern die Karte Elterlein, welche Objekt der Prüfung war, durch die Firma Ed. Messter bereits in Prospekten zugleich mit einer Kopie einer der beiden Aufnahmen veröffentlicht worden ist. Es kann also unter Zuhilfenahme dieses Umstandes nachgetragen werden, daß die Aufnahmen mit einer Heydeschen Kammer von rund 165 mm Brennweite erfolgten, aus einer Flughöhe von rund 1800 m, bei rund 30° Neigung gegen den Horizont, mit Aufnahmerichtungen, die untereinander genähert parallel und zur Basis normal standen.

Wesentlich erscheint ferner, daß die Ausarbeitung nicht die gesamten Bildflächen betrifft, sondern, was in Anbetracht des zur Aufnahme verwandten Objektives wichtig ist, sich nur auf einen Ausschnitt aus der Mitte der Bildfläche im Ausmaß von rund $^1/_5$ der Gesamtfläche beschränkt. Es sind weder Partien des Vordergrundes, noch des Hintergrundes, auch keine von den Plattenrändern ausgearbeitet und geprüft worden.

Aus dem im Prospekt enthaltenen Bild läßt sich ferner in Verbindung mit der Karte ermitteln, daß sich die Ausarbeitung auf Punkte in Abständen zwischen rund 2800 m und 6000 m von den Aufnahmeorten erstreckt. Erst in Verbindung mit diesen Nachträgen kann das Prüfungsergebnis mit dem anderer Prüfungen verglichen werden.

II.

Von einer objektiven Prüfung muß verlangt werden:

1. Die Prüfungsmethode muß ausreichend fein sein, um den Einfluß subjektiver Fehler des Prüfenden so klein zu halten, daß dadurch das Prüfungsergebnis nicht wesentlich beeinflußt wird.

2. Jede Möglichkeit muß ausgeschlossen sein, daß der Geprüfte das richtige Ergebnis einer Messung vorher kennt und danach seine Einstellung noch während der Prüfung zu kontrollieren vermag.

1. Die Messung der Strecken in Originalaufnahme und Ausarbeitung am Autokartograph geschah nach Angabe von Kritzinger dadurch, daß die Entfernung von je zwei Punkten mit Hilfe eines Anlegemaßstabes gemessen und hierbei die Zehntelmillimeter geschätzt wurden.

Diese Schätzung ist nicht einwandfrei erfolgt:

Vergleicht man die Häufigkeit der verschiedenen Endziffern in den absoluten Beträgen der gemessenen Strecken, so ergibt sich folgendes Bild:

Endziffer	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
Häufigkeit bei Messung in										
Originalaufnahme	0	32	15	9	56	7	14	33	0	64
Autokartograph	2	36	15	8	48	10	12	39	0	60

Während bei sorgfältiger Schätzung jede der Endziffern angenähert etwa 23 mal auftreten sollte, erscheinen die Zahlen so, als ob nur schätzungsweise nach Viertelmillimetern gemessen worden wäre. Da der Maßstab der Karten 1 : 10000 war, entspricht dies einer Meßgenauigkeit von nur 2,5 m in der Natur.

Die Prüfung kann also auf besondere Strenge keinen Anspruch erheben. Zu wesentlich größeren Bedenken gibt aber weiterhin der Umstand Anlaß, daß die Häufigkeit des Auftretens bestimmter Differenzen zwischen den in Originalaufnahme und im Autokartograph gemessenen Strecken mit den Regeln der Wahrscheinlichkeit für voneinander unabhängige Messungen in Widerspruch steht.

Ordnet man die Differenzen nach ihrer Größe und vergleicht die tatsächliche Häufigkeit des Vorkommens einer bestimmten Differenz mit der von der Wahrscheinlichkeitsrechnung verlangten Häufigkeit, wie sie dem mittleren Fehler von $\pm$ 3,18 m entspricht und bei der großen Zahl der mitgeteilten Werte sehr wohl berechtigt ist, so findet man:

Differenz	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10 m
tatsächliche Häufigkeit	89	1	40	44	14	31	7	0	2	0	2
wahrscheinliche „	29	55	49	35	26	17	10	5	3	1	0

Diese Tabelle zeigt den Unterschied zwischen der tatsächlichen Häufigkeit gegen die wahrscheinliche Häufigkeit, wie sie bei einwandfreier Schätzung der Zehntelmillimeter und unabhängiger Messung beider Strecken zu erwarten gewesen wäre. Die Tabelle erweckt nun den Anschein, als ob mit einer einzigen Ausnahme alle Fehler von der Größe 1 m als Null gewertet worden wären, als ob Fehler von 4 m als 3 m, solche von 6 m als 5 m und solche von 7 m als 6 m angesprochen wären.

Wie oben nachgewiesen wurde, trifft die Voraussetzung der einwandfreien Schätzung der Zehntelmillimeter nicht zu — es wurden ja nur ungefähr Viertelmillimeter geschätzt. Legt man aber unter diesen Umständen die tatsächliche Häufigkeit der einzelnen Endziffern für die gemessenen Strecken zugrunde, so ergibt sich auch dann noch für die wahrscheinliche Häufigkeit des Vorkommens der Differenz 1 m die Zahl 22, die mit der erreichten Häufigkeit dieser Differenz, nämlich 1, in unlösbarem Widerspruch steht, solange man die Fiktion unabhängiger Messungen aufrechterhält.

Gerade dieser Widerspruch zeigt mit größter Wahrscheinlichkeit, daß die beiden Streckenmessungen in Originalaufnahme und Autokartograph nicht unabhängig voneinander erfolgt sind, sondern dem Messenden jeweils das Resultat der anderen Messung bekannt war, d. h. von ihm statt beider absoluter Längen nur die eine absolute Länge und ihre Differenz gegenüber der anderen Länge gemessen wurde, wobei wieder die gleichen Meßfehler von rund 2,5 m gemacht wurden, wie bei der Messung der absoluten Länge.

Die von Kritzinger mitgeteilte Tabelle erweckt also zu Unrecht den Anschein, als handle es sich um unabhängig voneinander gemessene Strecken, während offenbar nur eine der beiden Strecken gemessen, die Zahlenangabe für die andere aber durch Addition der Differenz entstanden ist.

Daß unter dem gewählten Verfahren die Objektivität der Prüfung leidet, versteht sich von selbst: Einmal sind wohlwollende, wenn auch unbewußte Abrundungen der Fehler nach unten nicht ausgeschlossen, dann aber sind die Fehler der Streckenmessung so groß, daß die zu prüfenden Fehler in ihnen untergehen. Um das Gesagte durch eine Übertreibung noch klarer zu machen, so wäre bei einer Schätzungsgenauigkeit von nur 1 mm die mittlere Differenz der in Originalaufnahme und Autokartograph gemessenen Strecken sicher zu Null geworden.

Die erste Voraussetzung für die Objektivität einer Prüfung ist also im vorliegenden Fall nicht erfüllt. Die Objektivität wäre am besten dadurch zu wahren gewesen, daß die Ausarbeitung auf eine maßhaltige Kopie der Originalaufnahme erfolgt und dann eine Messung der absoluten Lagefehler mittels Mikroskop durchgeführt worden wäre, wie dies auch bei der später angeführten Prüfung durch die *Schweizer Landesaufnahme* der Fall war.

2. Die von Kritzinger mitgeteilte Prüfung ist eine Wiederholung einer ersten, am 4. 10. 1921 erfolgten Prüfung am gleichen Objekt (Elterlein), wobei außerdem die Einstellungen

am Autokartographen durch die gleiche Person erfolgten, die an der Feststellung des ersten Prüfungsergebnisses mitgewirkt hatte. Während bei allen späteren Prüfungen von seiten der prüfenden Behörden streng darauf geachtet wurde, daß dem Einstellenden absolut nichts von dem zu erwartenden Ergebnis bekannt werden konnte — es wurden noch unveröffentlichte Neuaufnahmen als Unterlagen verwendet —, trifft so für die von Kritzinger veröffentlichte zweite Prüfung die eigentlich selbstverständliche zweite Garantie für die Objektivität einer Prüfung nicht zu.

Zu den allerschwersten Bedenken gegen die Objektivität der Prüfung gibt die Prüfung der Höhen Anlaß:

Die erste Prüfung hatte nach dem Gutachten der damaligen Sächsischen Landesaufnahme als mittleren Fehler einer im Autokartograph einmal gemessenen Strecke $\pm$ 0,63 % ergeben und als mittleren Fehler einer im Autokartographen einmal gemessenen Höhe $\pm$ 1,22 m. Bei der zweiten Prüfung sind die Fehler auf $\pm$ 0,38 % für die Strecke und $\pm$ 0,38 m für die Höhe verringert. Der Höhenfehler beträgt also nur mehr $^1/_3$ von dem der ersten Prüfung. Eigenartigerweise ist unter gleichen Umständen ein solch kleiner Höhenfehler bei keiner folgenden Prüfung mehr erreicht worden, wohl aber der gleiche Höhenfehler wie bei der ersten Prüfung. Ist schon diese Erscheinung mindestens auffällig, so zeigt das von Kritzinger veröffentlichte Material selbst genügend Eigentümlichkeiten, die zu den stärksten Bedenken Anlaß geben.

Kritzinger schreibt: „Spaltet man das Material in drei Abschnitte, so zeigt sich, wie zu erwarten, daß die vom Flugzeug weiter entfernten, tiefer gelegenen Punkte etwas weniger genau als die dem Flugzeug näheren größeren Höhen dargestellt werden."

Um diesen Satz richtig zu verstehen, muß man sich vergegenwärtigen, daß Kritzinger und Snizek übereinstimmend die Höhenpunkte in drei Abschnitte geteilt haben, die ausschließlich die absolute Meereshöhe betreffen, ohne jedoch auf die Horizontalentfernung vom Aufnahmeort Rücksicht zu nehmen. Der Satz von Kritzinger muß also so verstanden werden, als ob ohne Rücksicht auf die horizontale Entfernung die Gruppe der höchstgelegenen Punkte dem Flugzeug am nächsten gelegen hat, die Gruppe der tiefstgelegenen Punkte entsprechend in vertikaler Richtung am fernsten. Dabei soll der geringfügige relative Höhenunterschied von nur 84 m zwischen den beiden äußersten Gruppen bei einer Flughöhe von 1800 m einen doppelt so großen mittleren Höhenfehler der tiefsten Gruppe gegenüber dem mittleren Höhenfehler der höchsten Gruppe plausibel machen!

So unsinnig eine Vernachlässigung der Horizontalentfernung bei Beurteilung von Schrägaufnahmen wäre, so trifft sie im besonderen Falle doch zu. Berücksichtigt man nämlich die Horizontalentfernungen, so zeigt die Karte Elterlein, in die man sich die Aufnahmeorte hineinkonstruiert hat, daß gerade die 22 höchstgelegenen Punkte mit dem mittleren Höhenfehler von nur $\pm$ 0,26 m vom Flugzeug am weitesten entfernt sind, nämlich rund 5 bis 6 km, während die 10 tiefstgelegenen Punkte mit dem mittleren Höhenfehler $\pm$ 0,62 m dem Flugzeug tatsächlich am nächsten liegen. Ja, der Zufall will es, daß gerade der am weitesten vorne, dem Flugzeug nächstgelegene Punkt Nr. 53 den allergrößten Höhenfehler, nämlich 1,4 m zeigt.

Stärkt schon dieser Widerspruch mit Kritzingers Ausführungen das Mißtrauen gegen die Objektivität der Prüfung, so folgt aber aus den von Kritzinger veröffentlichten Tabellen mit einer an absolute Gewißheit grenzenden Wahrscheinlichkeit, daß die mitgeteilten Höhenfehler überhaupt nicht das Ergebnis einer objektiven Prüfung sein können.

Bekanntlich sind in der Photogrammetrie Höhen- und Grundrißfehler eines Punktes voneinander nicht unabhängig, sondern stehen in unlösbarem Zusammenhang. Vornehmlich zwei Anteile bilden den Höhenfehler: ein rein zufälliger, der von der Schärfe abhängt, mit der die Meßmarke von oben her auf einen Punkt aufgesetzt wurde, und ein zweiter, in unserem Falle besonders wesentlicher, der darin besteht, daß derjenige Teil jedes Lagefehlers, der in der Richtung der Zielstrahlen liegt, einen Höhenfehler bewirkt gleich Teil des Lagefehlers mal Tangens des Höhen- oder Tiefenwinkels für die zugehörigen Zielstrahlen.

Bei völlig zufälliger Verteilung der Lagefehler ist der in der Richtung der Zielstrahlen gelegene Teil gleich mittlerer Lagefehler durch Wurzel aus Zwei. Bei Schrägaufnahmen, wie im vorliegenden Fall beträgt jedoch der in Richtung der Zielstrahlen fallende Teil ein Vielfaches des

Querfehlers. Hieraus folgt zwingend, daß der mittlere Höhenfehler keinesfalls wesentlich kleiner sein kann als der mittlere Lagefehler mal Tangens der mittleren Zielstrahlneigung geteilt durch Wurzel aus Zwei, daß er sich bei Schrägaufnahmen aber dem 1,4 fachen Betrag dieses Wertes nähert.

Aus den von Kritzinger mitgeteilten Tabellen ergibt sich als absoluter mittlerer Fehler einer Strecke der Betrag von $\pm$ 3,18 m. Hieraus folgt im günstigsten Falle für den absoluten mittleren Lagefehler im Grundriß eines Punktes ein Betrag von $\pm$ 2,25 m. Da weiter die mittlere Neigung eines Zielstrahles rund 30° beträgt, so folgt hieraus, daß der Fehleranteil für den Höhenfehler auf Grund des Lagefehlers von der Größenordnung $\pm$ 0,92 m bis $\pm$ 1,3 m gewesen sein muß. Bei der großen Zahl der 55 Messungen ist es unwahrscheinlich, daß ein mittlerer Höhenfehler von rund einem Drittel dieses Betrages zustande kommen kann.

Weiterhin ist es nach den Gesetzen der Wahrscheinlichkeit unerklärlich, wie gerade für die am weitesten entfernten 22 Punkte der mittlere Höhenfehler sogar nur $\pm$ 0,26 m sein soll, d. h. nur ein Viertel bis ein Fünftel des aus dem mittleren Lagefehler resultierenden mittleren Höhenfehlers.

Die volle Unvertrauenswürdigkeit der von Kritzinger mitgeteilten Höhenzahlen wird weiter aus der geringen Größe erwiesen, die selbst der zufällige Fehleranteil haben müßte, wenn man die — natürlich unmögliche, aber für das Ergebnis günstigste — Annahme machen wollte, daß gerade alle vom Flugzeug am weitesten entfernten 22 Punkte im Grundriß absolut fehlerfrei eingestellt worden seien:

Aus einem mittleren Höhenfehler von $\pm$ 0,26 m folgt bei 5 bis 6 km Entfernung und einer Brennweite der Kammer von 165 mm, daß jeder der 22 — nach Angabe von Kritzinger — nur einmal eingestellten Punkte auf der Platte mit einem mittleren Fehler von nur 0,008 mm, d. h. also genauer als ein Hundertstelmillimeter hätten eingestellt werden müssen, wenn man außerdem die Annahme macht, daß die Platte selbst absolut fehlerfrei orientiert worden wäre. Da aber die Orientierung der Platte selbst nach auf ihr einzustellenden Punkten erfolgte, bei denen auch Einstellungsfehler von mindestens der gleichen Größenordnung gemacht wurden wie bei Neupunkten, so müßte der mittlere Einstellfehler eines einzelnen Punktes sogar nur 5 bis 6 Tausendstelmillimeter betragen haben.

Wer je photogrammetrisch gearbeitet hat, weiß, daß schon eine Meßgenauigkeit von nur einem Hundertstelmillimeter nicht einmal bei den feinstkörnigen terrestrischen Aufnahmen als mittlerer Fehler einer einzelnen Einstellung erzielt werden kann, geschweige denn bei den wesentlich grobkörnigeren Fliegerplatten und überdies noch bei Objekten in 5 bis 6 km Entfernung, die schon auf dem Originalnegativ reichlich undeutlich sind, bei der Ausarbeitung nach Diapositiven aber erst recht „wollig“ erscheinen.

Nach allem muß man den Schluß ziehen, daß die von Kritzinger und Snizek mitgeteilte Prüfung des Hugershoffschen Autokartographen nicht als einwandfrei anerkannt werden kann und also niemals zum Vergleich der Leistungsfähigkeit des Autokartographen mit der anderer Instrumente herangezogen werden darf.

III.

Man hätte über die Prüfung und ihre Ergebnisse mit Stillschweigen hinweggehen können, zumal einwandfreie Prüfungen inzwischen vorliegen, wenn die Prüfung nicht, wie ja die Veröffentlichung von Kritzinger zeigt, zu Vergleichen mit der Leistungsfähigkeit anderer Instrumente herangezogen würde. Die Art, wie dies Kritzinger im vorliegenden Falle tut, steht allerdings in einer wissenschaftlichen Zeitschrift ziemlich einzigartig da. Kritzinger schreibt:

„Der mittlere Fehler einer Höhenbestimmung im Maßstab 1 : 10000 ist daher einschließlich der Fehler der topographischen Grundlage $\pm$ 0,38 m. Zum Vergleich hiermit kann bisher nur die Leistung des Luftbildstereoautographen von Zeiss herangezogen werden, dessen Prüfung jedoch bis dato nicht amtlich durchgeführt wurde, wie das bei dem Autokartographen der Fall war. Nach den Angaben von Dr. Hans Dock (Sammlung Göschen Nr. 699, S. 131) betrug für die Gegend von Lenggries bei einem Maßstab von ebenfalls 1 : 10000 der mittlere Fehler der Höhen $\pm$ 0,50 m. Der Zeisssche Apparat würde hiernach für die gleiche Aufgabe formal doppelt so viele Einstellungen wie der Heydesche erfordern, wenn gleiche Genauigkeit verlangt wird.“

Diese Ausführungen von Kritzinger sind in jeder Beziehung unrichtig:

1. Das von Kritzinger angeführte Zitat aus Dock lautet in Wirklichkeit:

„Das Konsortium Luftbild-Gesellschaft m. b. H.—Stereographik-Gesellschaft m. b. H., München hat im Sommer 1921 für Flugzeugvermessungen großzügig angelegte Versuche durchgeführt. Die durch das Landesvermessungsamt München errechneten mittleren Fehler aus 150 Punkten, deren Koordinaten aus Flugzeugaufnahmen errechnet wurden, betrugen bei einer Flughöhe von 1500 m über dem Gelände: $m_X = \pm 0{,}34$ m, $m_Y = \pm 0{,}33$ m, $m_Z = \pm 0{,}50$ m."

In dem Zitat ist also mit keinem Wort die Rede davon, daß diese amtliche Prüfung sich auf Ausarbeitungen mit dem „Luftbildstereoautograph von Zeiss" bezieht, sondern es ist deutlich ausgedrückt, daß die Koordinaten der 150 Punkte aus Flugzeugaufnahmen errechnet waren.

Übrigens scheint Kritzinger gar nicht bemerkt zu haben, daß er hier eine amtliche Prüfung zitiert, deren Vorhandensein er im vorhergehenden Satz in Abrede gestellt hatte. Weiterhin bezieht sich diese Prüfung aber gar nicht auf das verglichene Instrument.

2. Einen „Luftbildstereoautograph von Zeiss" hat es niemals gegeben. Kritzinger konnte auch darüber nicht im Zweifel sein, da der von ihm zitierte Dock auf S. 129 ausführt:

„Schrägaufnahmen können mit den bisher nur für terrestrische Zwecke bestimmten Stereoautographen (z. B. M. 1911 und M. 1914) ausgewertet werden, sofern die Neigung der Kammerhauptachsen nicht mehr als $\pm 30^0$ gegen den Horizont beträgt.

Erforderlich ist hierfür lediglich die Anbringung einer Zusatzkonstruktion an den bisherigen Stereoautographen.

Von den Zeisswerken (Jena) wird derzeit ein Stereoautograph besonderer Ausführungsart, Stereoplanigraph genannt, gebaut, der zur Auswertung von Fliegeraufnahmen bestimmt ist und aus mannigfachen Gründen die zweckmäßigste, überlegenste und leistungsfähigste Lösung aller bisherigen derartigen Konstruktionen vorstellt."

Durch das Einführen des Wortes „Luftbildstereoautograph von Zeiss" wird von Kritzinger der Anschein erweckt, als ob es sich um den Zeiss-Stereoplanigraph handelt, während in Wirklichkeit der von Kritzinger zitierte Fehler sich weder auf den Zeiss-Stereoplanigraph noch auf einen Stereoautograph überhaupt bezieht.

3. Das Büchlein von Dock ist Anfang 1923 erschienen, der Artikel von Kritzinger im Juli 1924 geschrieben, ihm ist nachträglich aber bei Fahnenkorrektur nicht vor Mitte 1925 ein Nachsatz hinzugefügt worden, also zu einer Zeit, als Erfolge und Mißerfolge der verschiedenen in Frage kommenden Instrumente längst bekannt waren. Trotzdem hat Kritzinger den Vergleich mit dem „Luftbildstereoautographen von Zeiss" stehen gelassen, offenbar in der Absicht, den Anschein zu erwecken, als ob der Heydsche Autokartograph dem einzigen Instrument der Firma Zeiss, das für Luftbildzwecke tatsächlich gebaut wird, dem Zeiss-Stereoplanigraphen überlegen wäre. Indessen mußte auch Kritzinger bekannt sein, daß das Gegenteil erwiesen ist.

Bei einer solchen Sachlage erübrigt sich jede weitere Bemerkung.

IV.

Snizek gibt in seinem Artikel einen Absatz, der in Übersetzung lautet:

„In letzter Zeit, Ende 1924, wurde von dem Schweizer staatlichen Messungsamte eine ähnliche Genauigkeitsuntersuchung ebenfalls im Maßstab 1 : 10000 durchgeführt. Diese Untersuchung wurde gemacht, indem Grundriß und Höhe von 115 Punkten im Plan des angeführten Maßstabes verglichen wurden. Die Untersuchung führte zu einem mittleren Fehler von $\pm 4{,}0$ m im Grundriß und $\pm 1{,}1$ m in der Höhe für einen gemessenen Geländepunkt."

Diese Angaben von Snizek sind in der mitgeteilten Form wiederum unvergleichbar, da der Hinweis auf die Orientierungselemente fehlt. Bemerkenswert ist aber die Übereinstimmung des mitgeteilten Höhenfehlers mit dem Ergebnis der ersten sächsischen Prüfung, die also hier bestätigt würde, soweit die Aufnahmen unter genähert den gleichen Umständen stattgefunden haben. Letzteres ist nun tatsächlich der Fall, denn das Gutachten des Eidgenössischen Militärdepartement, Abteilung für Landestopographie in Bern, lautet in den einschlägigen Teilen:

„I. Prüfung des Autokartographen von Hugershoff-Heyde.

Die Originalschrägaufnahmen unter ca. 30° Neigung mit Meßkammer Heyde $f = 165$ mm, aus ca. 1800 m Höhe über Grund aufgenommen, Aufnahmeachsen genähert parallel, wurden zur Auswertung im Autographen umphotographiert auf $f = 180$ mm.

Ergebnisse der Probeauswertung:

Mittlerer Lagefehler eines im Maßstab 1 : 10000 ausgewerteten Geländepunktes:

$$m_L = \pm \sqrt{\frac{1743}{95}} = \pm 4{,}3 \text{ m oder } 0{,}43 \text{ mm im Plan.}$$

Mittlerer Höhenfehler einer im Autokartographen eingestellten und abgelesenen Geländehöhe:

$$m_H = \pm \sqrt{\frac{124 \cdot 4}{103}} = \pm 1{,}09 \text{ m.}$$

II. Prüfung des Stereoplanigraphen von Zeiss.

A. Konvergierende „Senkrecht-", d. h. Steilaufnahmen aus ca. 2500 m Höhe über Grund, Basislänge ca. $^2/_3$ der Flughöhe, aufgenommen mit Zeiss-Meßkammer $f = 180$ mm.

Ergebnisse der Probeauswertung:

Mittlerer Lagefehler eines im Maßstab 1 : 10000 ausgewerteten Geländepunktes:

$$m_L = \pm \sqrt{\frac{158}{61}} = \pm 1{,}6 \text{ m oder } 0{,}16 \text{ mm im Plan.}$$

Mittlerer Höhenfehler einer im Planigraphen eingestellten und abgelesenen Geländehöhe:

$$m_H = \pm \sqrt{\frac{60 \cdot 4}{62}} = \pm 0{,}99 \text{ m.}$$

B. Ca. 40° konvergente Schrägaufnahmen aus ca. 2900 m Höhe über Grund, Basislänge ca. $^2/_3$ der Flughöhe, aufgenommen mit Zeiss-Meßkammer $f = 180$ mm.

Ergebnisse der Probeauswertung:

Mittlerer Lagefehler eines im Maßstab 1 : 10000 ausgewerteten Geländepunktes:

$$m_L = \pm \sqrt{\frac{628}{44}} = \pm 3{,}8 \text{ m oder } 0{,}38 \text{ mm im Plan.}$$

Mittlerer Höhenfehler einer im Planigraphen eingestellten und abgelesenen Geländehöhe:

$$m_H = \pm \sqrt{\frac{68 \cdot 7}{43}} = \pm 1{,}26 \text{ m."}$$

Die Ergebnisse dieser Vergleichsprüfung sind in mehrfacher Richtung von großem Interesse. Zunächst sind sie untereinander tatsächlich vergleichbar, da ausreichende Angaben über die Orientierungselemente gemacht sind:

Vergleicht man nun für beide Instrumente die aus Schrägaufnahmen erzielten Lage- und Höhenfehler, so erscheinen diese nahezu gleich. Hieraus darf aber keinesfalls gefolgert werden, daß etwa hinsichtlich der Schrägaufnahmen auch die Leistungsfähigkeit beider Instrumente nahezu gleich sei. Es muß vielmehr beachtet werden, daß für die Schrägaufnahmen, die im Autokartographen ausgewertet wurden, die relative Flughöhe nur ca. 1800 m war, für den Stereoplanigraph jedoch 2900 m, d. h. mehr als $1^1/_2$ mal so groß. Damit ist schon in dieser Richtung der Beweis erbracht, daß der Zeiss-Stereoplanigraph nicht nur dem Hugershoff-Heydeschen Autokartographen nicht unterlegen ist, wie Kritzinger beweisen wollte, sondern im Gegenteil erheblich überlegen, da er aus $1^1/_2$ facher Flughöhe gegenüber dem Autokartographen doch die gleiche absolute Genauigkeit zu erreichen erlaubt.

Dies ist jedoch nicht der einzige Punkt, in dem das Gutachten die Überlegenheit des Stereographen zu erkennen ermöglicht:

Vor Durchführung der Probeauswertungen hatte die Schweizer Landestopographie jeder der beteiligten Firmen freigestellt, unter welchen besonderen Bedingungen die Aufnahmen durch die Schweizer Flieger gemacht werden sollten, damit sie im Maßstab 1 : 10000 gut ausgewertet werden könnten. Hierzu hatte die Firma Heyde mit ihrem wissenschaftlichen Mitarbeiter Prof. Hugershoff die Aufnahmen unter den gleichen Bedingungen gewünscht, wie seinerzeit für die Aufnahme Elterlein

und wie sie auch tatsächlich aufgenommen wurden, während die Firma Zeiss den größten Wert darauf legte, daß nicht allein Schrägaufnahmen, sondern auch Senkrecht- oder Steilaufnahmen zur Prüfung gelangten, außerdem, daß die Schrägaufnahmen hinsichtlich des Neigungswinkels und der Aufnahmerichtung beliebig gemacht seien, solange nur die Objekte nicht aus gänzlich verschiedenen Richtungen aufgenommen sind, also für stereoskopische Betrachtung noch im allgemeinen die gleichen Seiten zeigen. Auch hinsichtlich der Flughöhe hatte die Firma Zeiss keine Bedingungen gestellt, sondern nur den Wunsch geäußert, die Höhen möchten möglichst groß sein, um über die Genauigkeit derartiger, wegen ihrer größeren Übersicht wirtschaftlicherer Aufnahmen Aufschluß zu erhalten.

Wie das Gutachten zeigt, ist bei der Prüfung durch die Schweizer Landestopographie der Hugershoff-Heydesche Autokartograph nur für Schrägaufnahmen mit genähert parallelen und zur Flugrichtung normalen Aufnahmerichtungen mit Erfolg geprüft worden, während der Zeiss-Stereoplanigraph für beliebig gerichtete Aufnahmen geprüft wurde und sich hierbei dem Autokartograph überlegen erwiesen hat.

Von dem Erfinder des Autokartographen wie auch von den Firmen Heyde und Messter st wiederholt behauptet worden (vgl. Anzeige im gleichen Heft, das Kritzingers Aufsatz enthält), daß der Hugershoff-Heydesche Autokartograph beliebig gerichtete Aufnahmen tatsächlich auszuarbeiten erlaube. Hierfür ist noch kein amtlicher Nachweis erbracht worden, und zwar weder durch die Prüfungen durch die ehemalige Landesaufnahme Sachsen, noch durch die Prüfung der Schweizer Landestopographie, aber auch noch durch keine andere behördliche Prüfung, während für den Zeiss-Stereoplanigraphen nach eingehenden Prüfungen, die sich in gleicher Weise und mit identischem Aufnahmematerial auf beide Instrumente, sowohl das von Heyde wie das von Zeiss, erstreckten, wiederholt festgestellt worden ist, daß der Stereoplanigraph infolge seiner außerordentlich großen Beweglichkeit und Wendigkeit imstande ist, jedes ihm übergebene Bildpaar, das noch einen stereoskopischen Effekt ergibt, ganz gleich welcher Achsenrichtung, auszumessen. Der Stereoplanigraph hat bezüglich der Aufnahmerichtungen keine Grenzen erkennen lassen. Er ist imstande, einerseits Steilaufnahmen verschiedenster Richtungen auszumessen, andererseits bei allen Schrägaufnahmen bis in den Vordergrund des Bildes hineinzufassen, soweit noch Gelände stereoskopisch abgebildet ist.

Zur Zeit, als Kritzingers Artikel erschien, lag das Material der Schweizer Prüfung schon lange vor. Es wäre zweckmäßig gewesen, wenn Kritzinger dieses Material, das ihm bekannt war und ja auch von Snizek zitiert wird, seinem Artikel zugrunde gelegt hätte, statt die Vermessungsdaten der Aufnahme Elterlein zu bringen, die zur schärfsten Kritik herausfordern müssen.

Referate.

Über den Gebrauch von graphischen Rechentafeln mit Punktskalen und einer Geraden als Ablesekurve.

Printator-Rechentafeln nach F. Schleicher.

(Auf Grund einer Probetafel.)

In bezug auf die Übersichtlichkeit und die dadurch bedingte Bequemlichkeit beim Eingehen in die Tafel und Ablesen der gesuchten Werte verdient die graphische Rechentafel mit Punktskalen zweifellos den Vorzug im Vergleich zu der Tafel mit Kurvenskalen; nicht ohne weiteres kann man dasselbe sagen in bezug auf den Gebrauch der Tafeln. Bei einer Tafel für eine Gleichung mit z. B. drei Veränderlichen ist bei einer Tafel mit Kurvenskalen der gesuchte Wert durch einen Punkt, bei einer Tafel mit Punktskalen durch eine Kurve bestimmt; während das Angeben und Festhalten eines Punktes stets in einfachster Weise ausgeführt werden kann, ist dies bei der Ablesekurve der Tafeln mit Punktskalen nicht so einfach der Fall.

Als Ablesekurve kommen vom praktischen Standpunkt aus nur die Gerade und der Kreis in Frage. Ist die Ablesekurve ein Kreis, so „rechnet“ man mit Hilfe des Stechzirkels; die Zirkelspitzen gestatten ein besonders bequemes und genaues Eingehen und Ablesen. Die jeweilige Lage der Ablesegeraden kann auf verschiedene Arten angegeben werden; bei einer Tafel für eine Gleichung

mit nur drei Veränderlichen kann man einen Faden oder eine auf der Unterseite eines durchsichtigen Stoffes (Zelluloid) gezogene Gerade benützen. Bei mehrteiligen Tafeln[1]) für Gleichungen mit mehr als drei Veränderlichen rechnet man z. B. in der Weise, daß man die durch die gegebenen Werte bestimmten Punkte mit eingesteckten Nadeln bezeichnet, an die man eine Linealkante anschlagen kann; die erforderlichen Punkte auf den Trägern der Übergangs- oder Verbindungsskalen bezeichnet man dabei ebenfalls mit Nadeln, die man an der Linienkante einsteckt. Eine solche Benützung von Nadeln erfordert natürlich eine gelegentliche Erneuerung der Tafel; dasselbe ist auch erforderlich, wenn man die jeweilige Lage der Ablesegeraden mit Bleistift in der Tafel angibt.

Nach dem Vorschlage von F. Schleicher fertigt neuerdings die Printator G. m. b. H. in Berlin-Weissensee „Printator-Rechentafeln". Es sind dies graphische Tafeln mit Punktskalen und einer Geraden als Ablesekurve; die erforderlichen Lagen der Ablesegeraden können hier schadlos in die Tafel eingezeichnet werden, da sie in einfacher Weise durch Herausziehen der Schreibtafel aus dem Rahmen wieder gelöscht werden können. Als Probetafel wurde nach den Angaben von F. Schleicher[2]) eine „Bemessungstafel für Eisenbeton-Rechteckquerschnitte" auf einem Printatorblock hergestellt; es handelt sich dabei um zwei, in einer Zeichnung vereinigte Tafeln für zwei Gleichungen von der Form $h' = f_1(M, b)$ und $F_e = f_2(bh')$. Die Ausführung der Tafel ist für einen ersten Versuch gut; die mit der Tafel erreichbare Genauigkeit dürfte allen praktischen Bedürfnissen genügen. Der Preis der Tafel beträgt 2 RM.

Die Verwendung eines Printatorblocks zum Rechnen mit einer graphischen Rechentafel mit Punktskalen und einer Geraden als Ablesekurve bedeutet einen wesentlichen Vorteil beim Gebrauch von Tafeln der genannten Art; es ist dies besonders der Fall bei mehrteiligen Tafeln, wo mehrere Gerade zum Bestimmen des gesuchten Wertes zu zeichnen sind. Voraussetzung ist natürlich, daß die Tafel derart auf den Block gebracht werden kann, daß die einzelnen Skalen gegenseitig richtig liegen; dies zu erreichen, dürfte aber nicht zu schwer fallen. *P. Werkmeister.*

Einige neue Registrierinstrumente.

Von Robert S. Whipple. *Journ. of the Opt. Soc. of Am.* **10**. *S. 455. 1925.*

Es werden zunächst drei Apparate nach dem Registrierprinzip von W. G. Collins beschrieben. Die Aufzeichnung der zu registrierenden, schnell veränderlichen Bewegungen erfolgt dabei durch einen beweglichen Druckstift auf einen abrollenden transparenten Zelluloidfilm. Der Zelluloidfilm enthält dann den zu messenden Vorgang in etwa zehnfacher Vergrößerung und kann auf etwa 0,01 mm genau mit einem Mikroskop abgelesen oder mit einem Projektionsapparat in bis zu 50facher Vergrößerung dargestelllt werden. Da es sich bei den Apparaten um die Aufzeichnung sehr kleiner Bewegungen handelt, sind die beweglichen Teile der Instrumente außerordentlich leicht und bewegen sich mit geringen Geschwindigkeiten, so daß auch bei hohen Frequenzen periodische Erscheinungen genau und ohne Störung durch Trägheitseinflüsse aufgezeichnet werden können. Beim Bau der Apparate ist durch solide und einfache Ausführung besondere Rücksicht darauf genommen worden, daß sie auch im Freien benutzt und von ungeschultem Personal bedient werden können.

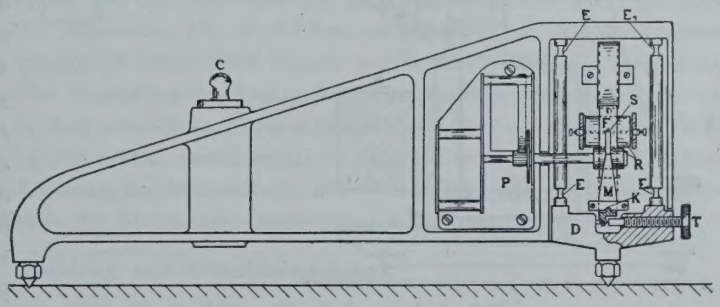


Fig. 1.

1. Spannungsmesser.

Der Apparat mißt die Ausdehnung bzw. Verkürzung des zu untersuchenden Konstruktionsgliedes, z. B. eines Brückenträgers, bei Belastung. Er mißt also indirekt die durch die Belastung

[1]) Eine „mehrteilige Tafel" besteht aus zwei oder mehr, durch „Verbindungsskalen" verbundene Einzeltafeln; vgl. P. Werkmeister, Das Entwerfen von graphischen Rechentafeln, Berlin 1923, S. 147. [2]) Vgl. *Der Bauingenieur. 1925. S. 603.*

hervorgerufene zusätzliche, mechanische Spannung in dem Brückenträger. Das Instrument steht auf drei kräftigen Stahlfüßen (Fig. 1) und wird durch eine Klammer, die an dem Federbolzen C angesetzt wird, fest gegen den zu messenden Träger gedrückt. Der Teil D, der den einen Fuß trägt, ist mit den beiden eingeschnürten, dünnen Bolzen E und E_1 an dem Gehäuse festgemacht und kann sich daher parallel zur Grundfläche verschieben. S ist der Schreibstift, auf den durch den Arm M die zu messende Bewegung in geeigneter Weise übertragen wird, F der Zelluloidfilm, der über die Rollen R abläuft und durch das in der Geschwindigkeit zwischen 3 und 20 mm pro Sekunde einstellbare Uhrwerk P bewegt wird, T eine Schraube zum Justieren des Null-Punktes. Ein in der Abbildung nicht sichtbarer zweiter Schreibstift zeichnet auf der Rückseite des Films entweder eine Zeitmarke von $^1/_{10}$ Sek. oder die Stellung der Belastung mit auf. Beide Mechanismen können auch elektromagnetisch, evtl. aus größerer Entfernung betätigt werden. Durch elektrische Hilfskontakte an dem Uhrwerk kann man es auch erreichen, daß mehrere Apparate, die z. B. an verschiedenen Punkten einer Brücke aufgesetzt sind, miteinander in Gleichtakt gehalten werden, so daß ein gegenseitiger Vergleich der Aufzeichnungen möglich ist.

Die zu messende Ausdehnung des Brückenträgers bei Belastung der Brücke ist naturgemäß nur klein; bei einer Meßlänge des Apparats $A\,B$ von rund 400 mm erreicht sie die Größenordnung von 0,1 mm. Da die Meßgenauigkeit, wie oben erwähnt, etwa 0,001 mm ist, kann man dann die Spannung in dem Träger auf etwa 10 kg/cm² genau noch ermitteln. Die Eichung erfolgt am besten dadurch, daß man eine bekannte Belastung auf die Brücke bringt, an der der Apparat befestigt ist und sich die in dem Träger auftretende Spannung errechnet. Einige in dem Aufsatz photographisch wiedergegebene Diagramme lassen die Anwendung bei Brückenuntersuchungen, sowie die gute Empfindlichkeit infolge der geringen Dämpfung des Geräts erkennen.

2. Vibrograph.

Dieses Instrument dient zur Registrierung vertikaler Schwingungen, z. B. der Erschütterungen einer Straße oder der Fundamentvibrationen von Maschinen. Ein Gewicht M von etwa 8 kg (Fig. 2) hängt an dem Metallstreifen P und ist auf der einen Seite durch die Schneide K, die den Schreibstift S trägt, auf der anderen Seite durch die Feder Q abgestützt. Durch Einstellen dieser Feder Q kann die Eigenfrequenz des Systems zwischen 0,5 und 1 Schwingung/sec geändert werden. Wird durch Anheben des Streifens E die Achse des Gewichts M in die Aussparung F gedrückt, so ist der Metallstreifen P entlastet und das Instrument arretiert. Ein Uhrwerk C treibt die Trommel D, die den Zelluloidfilm trägt. Die Filmgeschwindigkeit kann zwischen 3 und 14 mm je Sekunde eingestellt werden. Zur Zeitmarkierung und zum Synchronisieren mehrerer Instrumente sind ebenfalls wieder elektrische Kontakte vorgesehen. Sollen Vibrationen sehr großer Amplitude gemessen werden, so wird das Gewicht M entfernt und statt dessen ein auf dem Arm O beliebig einstellbares kleineres Gewicht N aufgesetzt. Einige Diagramme sind als Beispiele wiedergegeben.

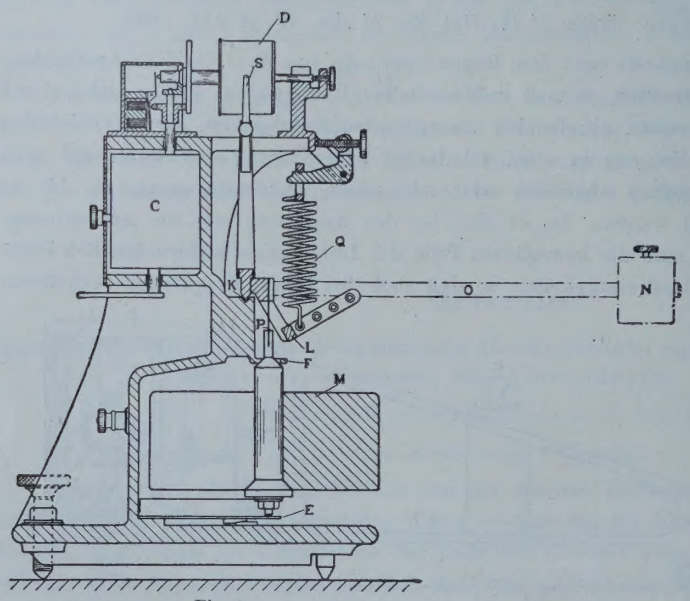


Fig. 2.

3. Beschleunigungsmesser.

Fig. 3: Eine Masse M ist auf der einen Seite an den beiden flachen Stahlbändern B und B_1 festgemacht, auf der anderen Seite in den beiden Schneiden K und K_1 gelagert. Die Aufzeichnung

erfolgt wieder auf einem abrollenden Zelluloidfilm mit Hilfe des Schreibstiftes S. Die Eigenfrequenz des ganzen Systems ist etwa 40 Per/sec. Bei Bewegung des Systems treten in dem zwischen den Polen eines Elektromagneten E beweglichen Aluminiumstreifen A Wirbelströme auf, die beinahe kritische Dämpfung des Instruments bewirken. Der Apparat ist bestimmt zur Messung der Beschleunigung von Fahrzeugen, Flugzeugen, Aufzügen; ferner kann er zur vergleichenden Untersuchung der Federung von Wagen dienen. Einige Diagramme zeigen z. B., wie die vertikalen Beschleunigungen eines Autos bei drei verschiedenen Fahrgeschwindigkeiten auf derselben Wegstrecke mit der Geschwindigkeit anwachsen. Ein anderes Diagramm zeigt die beim freien Fall des Instruments registrierten Beschleunigungen. Der Apparat läßt sich natürlich ohne weiteres auch zur Messung horizontaler Beschleunigungen verwenden.

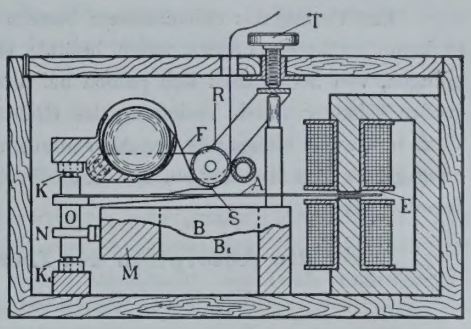


Fig. 3.

4. Torsionsmesser von E. B. Moullin.

Der Apparat dient zur Feststellung des durch eine Welle übertragenen Drehmoments durch Messung des gegenseitigen Verdrehungswinkels zweier Wellenquerschnitte. Die Messung dieses Winkels kann optisch[1]) oder, wie im vorliegenden Falle, elektrisch gemessen werden. Auf der Welle — es handelt sich um Wellendurchmesser bis zu etwa 250 mm und Leistungen bis 1500 PS — sind auf den beiden etwa 1,20 m voneinander entfernten Wellenquerschniten zwei Drosselspulen so befestigt, daß deren Luftspalte sich mit zunehmendem Drehmoment in der einen Drehrichtung vergrößern, in der anderen Drehrichtung verkleinern. Den beiden Drosselspulen wird über Schleifringe ein Wechselstrom konstanter Spannung und Frequenz zugeführt, zu dessen Erzeugung ein Motorgenerator von 0,2 kW Leistung dient. An einem Stromzeiger kann dann entsprechend der Größe der Drosselspulen-Luftspalte ein Strom abgelesen werden und auf Grund der errechneten Beziehungen zwischen Drehmoment und Verdrehungswinkel und der durch vorherige Eichung ermittelten Abhängigkeit von Verdrehungswinkel und Drosselspulenstrom der Stromzeiger direkt auf Drehmomentangaben geeicht werden. Die Spulen sind so dimensioniert, daß einer Luftspaltänderung von 1 mm eine Stromänderung von 0,1 Amp. entspricht. Soll der Torsionsmesser zur Messung von Augenblickswerten bei schwankendem Drehmoment benutzt werden, so ersetzt man den Stromzeiger durch einen registrierenden Oszillographen. Diese Anwendung wird an zwei Diagrammen erläutert.

Der vorliegende Torsionsmesser, der von der *Cambridge Instr. Co.* hergestellt wird, ist ganz ähnlich wie der von *J. M. Ford* in *Engineering* **119.** *S. 190* beschriebene und von *Siemens Brothers and Co.* gebaute Apparat. Der prinzipielle Unterschied besteht jedoch darin, daß die Verdrehung bei dem zuletzt erwähnten, aus der Einstellung des Luftspaltes einer ruhenden gleichen Transformatoranordnung, wie sie sich in dem rotierenden Torsionsmesser befindet, mit Hilfe eines Nullinstruments durch Gegenschaltung der beiden Transformatoren ermittelt wird. Der Vorteil besteht dabei darin, daß man von der Änderung der Widerstände der Wicklungen und der Bürstenübergangswiderstände, sowie vom Fehler des Stromzeigers unabhängig mißt. *Lh.*

Beitrag zur Schallmessung.

Von W. Späth. *Zeitschr. f. Techn. Physik* **6.** *S. 372. 1925.*

Verf. beschreibt einen Schallmesser, der auf elektrischem Wege die Geschwindungsamplitude der Schallwellen mißt. Als Aufnahmeorgan dient ein auf einem Hartgummiplättchen befestigtes Thermokreuz, das vorgeheizt, einen bestimmten Thermostrom liefert. Mittels einer geeigneten Schaltung, am besten Kompensationsschaltung, wird die Änderung des Thermostromes gemessen, die der mittleren Abkühlung der den Schallwellen ausgesetzten Anordnung entspricht. Zur Eichung

[1]) Vgl. z. B. V. Vieweg, *Zeitschr. d. Ver. D. Ing.* **47.** *S. 1227. 1913.*

wird diese abkühlende Wirkung der Schallwellen mit der eines konstanten Luftstroms verglichen, der durch Rotieren des Schallmessers auf einer Drehscheibe erzeugt wird.

Ein Vorzug des Schallmessers besteht in der Kleinheit des Anfnahmeorgans und darin, daß er keine selektiven Eigenschaften besitzt; ein Nachteil in seiner Empfindlichkeit gegen Luftströmungen, von denen man sich jedoch bei Ausmessung des Schallfeldes eines eintönigen Schallsenders großer Leistung durch Verlegung des Hitzdrahts in den Hals eines Resonators unabhängig macht. Verf. beschreibt einige mit der Anordnung vorgenommene Messungen der Leistung bzw. des Wirkungsgrades von Membranen, die durch Wechsel- oder unterbrochenen Gleichstrom in Schwingungen versetzt werden. *Ct.*

Über die Absorption des Lichtes in optisch-inhomogenen Medien.

Von G. I. Pokrowski, *Zeitschr. f. Physik* **31**. *S. 14. 1925.*

Ein optisch-inhomogener Körper läßt sich in eine große Zahl von Elementen zerlegen, die das Licht zerstreuen und absorbieren. Wenn man annimmt, daß keine Zerstreuung stattfindet, sondern nur Absorption, so bestimmt sich die Intensität J_d des durch eine absorbierende Schicht von der Dicke L hindurchgegangenen Lichtes durch das Gesetz von Beer:

$$J_d = e^{-\beta L};$$

oder logarithmisch:

$$\log J_d = -\beta L \log e.$$

Die Beziehung zwischen $\log J_d$ und L ist nach dem Gesetz also eine lineare und führt bei graphischer Darstellung zu einer geraden Linie, die durch den Anfangspunkt des Koordinatensystems verläuft. Die Berücksichtigung der zerstreuenden Wirkung der Elemente macht es nun aber sehr schwer, die Gültigkeit des Gesetzes von Beer theoretisch zu beweisen. Das läßt sich nur auf experimentellem Wege entscheiden, und deshalb hat Verf. vorliegender Abhandlung Untersuchungen darüber angestellt.

Als optisch-inhomogener Körper verwendet er Milchglas von verschiedener Dicke. Die Intensität des durchgegangenen Lichtes wird mit einem Spektrophotometer nach König-Martens gemessen. Das einfallende Licht ist entweder parallel gerichtet oder diffus. Die graphische Darstellung zwischen $\log J_d$ und L führt im Fall von diffusem Licht zu einer durchweg geraden Linie; d. h. das Gesetz von Beer bestätigt sich. Bei Verwendung von parallelem Licht gilt das Gesetz nur für Schichtdicken oberhalb 0,12 mm; hierbei ist aber statt J_d in die Gleichung die Größe $K J_d$ einzuführen, wo K das Verhältnis zwischen den Intensitäten des parallelen Lichtstroms und des diffusen Lichts bezeichnet. In der graphischen Darstellung bedeutet dies eine Verschiebung der geraden Linie parallel zur Achse der $\log J_d$-Werte um das Stück $-\log K$. Doch dies gilt nur für Schichtdicken oberhalb $L = 0{,}12$. Beim Übergang zu kleineren Dicken findet eine plötzliche Umbiegung der Kurve statt, die nun direkt zum Anfangspunkt des Koordinatensystems strebt. Verf. gibt für das abweichende Verhalten bei kleinen Schichtdicken die folgende Erklärung; die Zahl der Elemente bei kleinen Dicken ist schon so gering, daß Lücken in der Schicht entstehen, welche gewisse Lichtbündel ungehindert hindurchtreten lassen. Die Zahl der Lücken wächst mit zunehmender Verkleinerung der Schichtdicke schnell, so daß die Intensität des ungehindert durchfallenden Lichtes größer werden muß. Infolgedessen ist die gemessene Intensität des gesamten durchgegangenen Lichtes größer, als sie nach dem Gesetz von Beer sein dürfte. Die Tatsache, daß bei diffusem Licht das Gesetz von Beer auch für kleinste Schichtdicken gültig ist, ist darauf zurückzuführen, daß die Einwirkung der Lücken äußerst gering ist; denn die Schwächung des Lichts im Milchglas wird zum größten Teil durch Absorption und nur in sehr geringem Maß durch Zerstreuung verursacht. Bei Untersuchung von dünnen Metallschichten, worüber dem Verf. schon Daten von Plank und Pogany vorlagen, läßt sich sogar ein doppelter Knick der Kurve feststellen, der z. B. für dünne Kupferschichten bei der Dicke 3,5 mm, für Gold bei 10 mm stattfindet. Hier werden die Lücken bereits so groß, daß fast alles Licht ungehindert durchtritt und daher bei kleineren Dicken kaum irgendwelche Erhöhungen der Intensität stattfinden können. Aus dem Vorhandensein der Lücken erklärt sich in einfachster Weise die Vergrößerung der Reibungskraft, welche nach Planks Vorstellungen auf die freien Elektronen in solchen Schichten wirkt. Legt man Schichten zugrunde,

bei denen ein Pigment in irgendeinem Vehikel eingelagert ist, so muß die Lichtabsorption des Vehikels für sich berücksichtigt werden. Auch hier bestätigt sich das Gesetz von Beer vollkommen. Allerdings ist die Intensität des durchgegangeneu und des diffus zerstreuten Lichtes von der Konzentration des Pigments abhängig, so daß die Gültigkeit des Beerschen Gesetzes nur unter der Voraussetzung zu beanspruchen ist, daß Lückenwirkung oder Oberflächenreflexion nicht auftreten.

Flügge.

Beschreibung einer Prüfbank für Aero-Linsen.

Von B. K. Johnson. *Trans. Opt. Soc.* **26.** *S. 113. 1924/25.*

Die beschriebene Bank soll insbesondere für die Prüfung sehr großer Linsen dienen. Das Bett für die Montierung der Linse ist auf einer geometrischen Bahn beweglich. Ein Drehtisch und eine *V*-Bahn sind auf der Oberseite des erwähnten Bettes angebracht, um Dreh- und Längenbewegungen der Linse zu ermöglichen. Diese Bewegungen werden mit einer einzigen Schraube betätigt. Zur Beobachtung dient ein Okular, das auf einer gewöhnlichen kurzen Dreikantschiene aufgesetzt ist. Die Bewegungseinrichtung ist etwas verwickelt, da mit einer Schraube je nach Wahl drehende oder fortschreitende Bewegung vorgenommen werden soll. Ermöglicht wird dies durch Betätigung eines Mechanismus, der die Drehung der Handschraube entweder durch Kegelradübertragung auf den Drehtisch oder durch gewöhnliche Zahnradübertragung auf den Schlitten einwirken läßt.

Flügge.

Ein Temperaturregler für elektrische Öfen.

Von Cambridge Instr. Co., *Engg.* **118.** *S. 451. 1925.*

Der von der Cambridge Instr. Co., London, hergestellte Apparat ist zur automatischen Konstanthaltung der Ofentemperaturen bei den verschiedenartigsten industriellen Heizprozessen bestimmt. Er besitzt folgende Anordnung: Ein in den Ofen eingesetztes Thermoelement mit Porzellanschutzrohr ist mit einem hochohmigen Drehspulgalvanometer verbunden und dient zur Messung der Ofentemperatur. Der Zeiger des Galvanometers trägt vorne ein leichtes Thermoelement; dieses ist elektrisch mit einem Relais verbunden, das den Ofenschalter betätigt. Außerdem trägt das Galvanometer eine kleine Heizspule, die an dem Punkte der Skala festgemacht werden kann, der der gewünschten Temperatur des Ofens entspricht. Kommt nun der Zeiger in die Nähe der Heizspule, so erwärmt sich das Thermoelement, betätigt das Relais und veranlaßt so das teilweise Ausschalten des Ofens. Dadurch sinkt die Temperatur und der Zeiger entfernt sich wieder etwas von der Heizspule. Die Temperatur und damit die EMK des Thermoelements wird infolgedessen kleiner, so daß das Relais zurückfällt und den Ofen wieder einschaltet. Die mit dem Apparat erzielbare Temperaturkonstanz ist recht befriedigend; die Ofentemperaturen betragen dabei etwa 500° und darüber.

Lh.

Erhöhung der Meßgenauigkeit von Gleichstromamperemetern.

Von W. B. Kirke, *El. World* **85.** *S. 927. 1925.*

Um in Niederspannungsverteilungsanlagen die Leitungen voll ausnützen zu können, ist man neuerdings bestrebt, durch Justieren der Leitungslänge die Ströme gegeneinander so abzugleichen, daß das Leitungskupfer überall in gleicher Weise beansprucht wird. Die New York Edison Comp. die sich in den letzten Jahren mit dieser Frage eingehend befaßte, stellte dabei fest, daß in der seitherigen Schaltung der Strommesser bisweilen Fehler von 5 bis 10% vorkommen, eine Genauigkeit, die für die erwähnte Abgleichung nicht ausreicht. Die Instrumente arbeiteten dabei als Millivoltmeter und benutzten die Kabellänge zwischen den Stationen als Shunt (Fig. 1), wobei ein Hilfsdraht den Meßstrom vom Millivoltmeter zu dem zwischen 10 und 120 m entfernten ersten Mannloch leitete. Ein Vorschaltwiderstand im Millivoltmeterkreis diente zur genauen Justierung. Diese Justierung wurde mit einem normalen Instrument bei niedriger Stromstärke und bei kaltem Kabel vorgenommen. Da jedoch bei größerem Strom infolge der Temperaturerhöhung des Kabels dessen Widerstand wächst und damit der Spannungs-

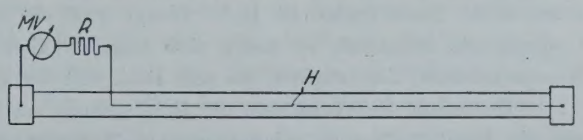


Fig. 1. Alte Schaltung der Strommesser.

abfall mehr als proportional dem Strome ansteigt, waren die Angaben bei stärkerer Belastung zu hoch. Dieser Temperatureinfluß wurde schon vor mehr als 22 Jahren erkannt und als Abhilfe die Justierwiderstände vor dem Millivoltmeter aus Kupfer hergestellt und außen um das Kabel gewickelt. Die mit dieser Anordnung erzielbare Genauigkeit war zwar einigermaßen befriedigend, infolge der exponierten Lage waren jedoch die Widerstände mechanischen Beschädigungen sehr ausgesetzt und mußten häufig repariert werden. Man zog es daher vor, die Justierwiderstände aus feinem Kupferdraht in kleinen Porzellankästen vom Kabel entfernt unterzubringen und nahm lieber die geringere Meßgenauigkeit in Kauf.

In der neuen Schaltung wird das Millivoltmeter und der Justiervorwiderstand an einen kleinen 5-Amp.-Manganinshunt angeschlossen, der in dem Hilfsdrahtkreis liegt (Fig. 2). Der Widerstand des 5-Amp.-Manganinshunts beträgt dabe weniger als 10% des Widerstands des Hilfsdrahtkreises. Da bei dem Hilfsdraht dieselben Temperaturänderungen auftreten wie im Kabel, führt er immer einen ganz bestimmten Bruchteil des Gesamtstromes und das Millivoltmeter zeigt daher bei allen Belastungen richtig an. Vergleichsmessungen mit einem 1000-Amp.-Manganinshunt und einem in der beschriebenen Weise geschalteten 5-Amp.-Manganinshunt zeigen, daß man damit fast vollständige Kompensation des Temperatureinflusses erreicht. Der Fehler beträgt jetzt nur noch etwa 1% und ist damit praktisch vernachlässigbar. *Lh.*

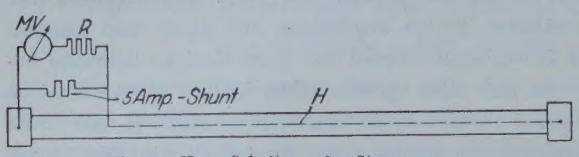


Fig. 2. Neue Schaltung der Strommesser.
MV = Millivoltmeter. R = Justierwiderstand. H = Hilfsdraht.

Die Eigenschaften von Wolfram und die Charakteristiken von Wolfram-Lampen.

Von W. E. Forsythe und A. G. Worthing. *Astrophys. Journ.* **61.** *S. 146. 1925.*

Wolfram ist wegen seiner Eigenschaften wohl das am meisten wissenschaftlich und technisch untersuchte Material. In der vorliegenden ausführlichen Arbeit wird im wesentlichen eine Zusammenstellung der bisherigen Ergebnisse seiner Untersuchung gegeben, in einer sehr guten Übersicht in mehreren ausführlichen Tabellen. Diese umfassen seine Eigenschaften in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur von etwa 300° absolut bis zu seinem Schmelzpunkt. Leider ist die Arbeit insofern etwas unvollständig, als sie sich zum ganz überwiegenden Teil nur auf Arbeiten des Nela-Laboratoriums stützt.

Der erste Teil bringt zunächst die Strahlungseigenschaften von Wolfram in großer Ausführlichkeit. Der Schmelzpunkt wird durch eine Diskussion der vorliegenden Werte zu 3655° abs. berechnet. Die Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur läßt sich mit ziemlicher Annäherung durch die Formel $\frac{R}{R_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\beta}$ darstellen, worin β gleich 1,20 ist, allerdings von Probe zu Probe etwas schwankt. Für das Bereich von 1000 bis 3200° abs. gilt die Formel recht streng, darüber als weniger streng. Weiter wird die Thermionenemission behandelt und die Verdampfung. Die Temperaturausdehnung ergibt sich bei 300° abs. zu $4{,}44 \cdot 10^{-6}$, bei 1300° zu 5,19, bei 2300° zu 7,26 für den Grad. Angaben über Atomwärme und thermische Leitfähigkeit folgen. Für die Thermokraft gegen Blei ergab sich die Formel $E = (1{,}594\,t + 0{,}017\,05\,t^2)$ Mikrovolt, wobei t die Celsiusgrade sind. Seine Dichte ist 19,3. Weiter wird die Abweichung seiner Strahlung von Lamberts Cosinusgesetz behandelt, es finden sich Angaben über seine Härte, den Youngschen Modul, die Kompressibilität, Zugfestigkeit, die sehr stark von der Behandlung abhängt und Starrheit.

Der zweite Teil behandelt die Untersuchung an Wolfram-Lampen. Zu erwähnen seien hier nur die Angaben über die photographische Wirkung und eine Tabelle mit Gewichten und Widerständen von Drahtstücken von 200 mm Länge in ihrer Abhängigkeit vom Durchmesser.

Auf die Mitteilung von weiteren Einzelheiten muß hier verzichtet werden. Wegen der vielen und vielseitigen Angaben seien die Leser dieser Zeitschrift nur auf ihren wesentlichen Inhalt hingewiesen, wie es für diese von Wichtigkeit erscheint. *Block.*

Bücherbesprechungen.

G. Baumgart. Gelände- und Kartenkunde. VIII, 171 S. mit zahlreichen Abbildungen im Text, vielen Bildertafeln und Kartenbeilagen. Berlin 1926. E. S. Mittler und Sohn. Geb. 9 RM.

Der vorliegende „Leitfaden für militärisches Aufnehmen und Kartenwesen für Offiziere und Offizieranwärter sowie zum Selbstunterricht" wurde auf Veranlassung des Reichswehrministeriums bearbeitet und „ist in erster Linie für den Unterricht auf den Waffenschulen geschrieben". Für eine Besprechung an dieser Stelle kommen nur von dem vierten, die Herstellung der amtlichen deutschen Kartenwerke im Reichsamt für Landesaufnahme behandelnden Teil die Abschnitte über Triangulation, Topographie und Photogrammetrie in Betracht.

In dem Abschnitt über Triangulation wird im Anschluß an die Winkelmessung mit dem Theodolit gesagt, daß „für einfachere Messungen, besonders für artilleristische Zwecke während des Krieges das Einheitsinstrument nach Hildebrand, ein 12-cm-Nonien-Theodolit, verwendet worden ist". Diese Bemerkung ist insofern irreführend, als man aus ihr schließen könnte, daß der angeführte 12-cm-Theodolit für artilleristische Zwecke besonders geeignet sei; dies ist mit Rücksicht auf sein großes Gewicht nicht der Fall. Die Firma M. Hildebrand baut — wie andere Firmen auch — andere Instrumente, die sich besser als „Einheitsinstrument" für die Zwecke des artilleristischen Vermessungsdienstes eignen.

Mit Recht weist der Verfasser darauf hin, daß ein einen Tachymetertheodolit und eine Kippregel in sich vereinigendes Instrument unter Umständen gute Dienste leisten kann; nur hätte hierauf auch bei der Topographie hingewiesen werden müssen, bei der wider Erwarten — man möchte sagen „auch heute noch" — nur von der Meßtischtachymetrie die Rede ist und die Theodolittachymetrie gar nicht erwähnt wird.

Bei der Beschreibung der topographischen Meßgeräte ist eine Kippregel Modell 07 beschrieben; nicht gesagt ist dabei, daß für die Vertikalmessung die Ablesung an einem Nonius genügt, der zweite Nonius demnach entbehrlich ist. Für die Bezifferung des Vertikalkreises ist angenommen, daß sie vom Nullpunkt aus im und gegen den Uhrzeigersinn geht, so daß positive und negative Vertikalwinkel abgelesen werden; da bei dieser Art der Bezifferung Vorzeichenfehler häufig vorkommen, so verwendet man besser die durchlaufende Bezifferung. Als Vertikalkreislibelle ist nur eine „Alhidadenlibelle" angegeben, von der Bequemlichkeit einer „Nonienlibelle" ist nicht die Rede; dies kommt offenbar daher, daß eben nur an die „Kippregel M 07" gedacht ist. Eigentümlicherweise ist bei der Nivellierlibelle auf dem Fernrohr besonders hervorgehoben, daß es eine Röhrenlibelle ist; daß es — offenbar — eine Wendelibelle ist, wird nicht erwähnt.

Die Prüfung und Berichtigung der Kippregel müßte mit Rücksicht auf den Zweck des Buches — Leitfaden für Anfänger und zum Selbstunterricht — etwas ausführlicher behandelt werden. Das Bestreben des Verfassers, sich in der Behandlung des Stoffes möglichst dem in Aussicht genommenen Leserkreis anzupassen, ist voll berechtigt; an manchen Stellen geht er aber dabei doch zu weit. So zum Beispiel bei der Erklärung des Fadenentfernungsmessers, wo er bei der betreffenden Zeichnung den anallaktischen Punkt — trotzdem, daß er dann später erwähnt wird — vermeidet; das Ergebnis davon ist, daß die Additionskonstante in einer für den Leser nichtssagenden Weise erklärt wird.

Beim Bestimmen von Lattenpunkten wird zwischen „graphischem Bussolenzug (Lattenüberschläge)" und „graphischem Streckenzug (mittels Richtungslinien)" unterschieden; es handelt sich dabei um Bussolenzüge — Messung der Richtungswinkel mit der Bussole — und Meßtischzüge — Messung der Zugwinkel mit dem Meßtisch —. Für die Höhenbestimmung mit dem Aneroidbarometer wird das Verfahren des Einschaltens zwischen zwei gegebenen Punkten besprochen; schon der Bestimmung des Buches entsprechend verlangt das angegebene Verfahren eine Vereinfachung, so daß eine Tafel der barometrischen Höhenstufen entbehrlich wird.

Bei der Photogrammetrie unterscheidet der Verfasser „drei große Gebiete", die einfache Bildmessung (Meßtisch-Photogrammetrie), die Raumbildmessung (Stereophotogrammetrie) und die Luftbildmessung (Aerophotogrammetrie); besser teilt man bekanntlich die Photogrammetrie ein in Erd-

photogrammetrie oder Photogrammetrie von der Erde aus und in Luftphotogrammetrie oder Photogrammetrie vom Luftfahrzeug aus, und unterscheidet dann bei jedem der beiden Gebiete zwischen Einschneidephotogrammetrie und Stereophotogrammetrie. Unter der nicht glücklichen Einteilung leidet die Behandlung des Stoffes; dies zeigt sich z. B. bei der Erwähnung des Meßbildtheodolits der als „Koordinatenmesser" bezeichnet wird. Kurze Charakterisierungen einer Meßkammer und eines Meßbildes fehlen.

Beim Lesen des Buches kann man sich leider des Eindruckes nicht erwehren, daß die von militärischer Seite betriebene Topographie immer noch zu sehr ihre eigenen Wege geht.

P. Werkmeister.

W. Weitbrecht. Praktische Geometrie. Leitfaden für den Unterricht an technischen Lehranstalten. Vierte vermehrte und verbesserte Auflage. 261 S. mit 162 Abb. und drei Beilagen. Stuttgart 1925. Konrad Wittwer. Geb. 7 RM.

Das Buch soll ein Leitfaden sein für den Unterricht an mittleren technischen Lehranstalten; diesem Zweck entspricht die Behandlung des Stoffes, bei welcher der erfahrene Verfasser hauptsächlich praktische Ziele verfolgt hat. Bei der Auswahl des Stoffes geht der Verfasser trotz der angegebenen Bestimmung des Buches zum Teil recht weit; Wünsche von Lesern der früheren Auflagen haben ihn dazu veranlaßt. Der Beschreibung, Handhabung, Untersuchung und Berichtigung der Insrumente ist mit Recht ein breiter Raum gewidmet; eine kurze Besprechung an dieser Stelle ist deshalb angebracht.

Besonders anzuerkennen sind die gut gezeichneten Abbildungen, bei denen das Wesentliche meist klar und deutlich hervorgehoben ist; auf einige kleine Mängel ist aber hinzuweisen. Die Abbildung 14, durch welche der bei fehlerhafter Libellenachse nach dem Umsetzen der Libelle sich zeigende Ausschlag dargestellt werden soll, ist unrichtig und deshalb unklar. Als Instrument zur Herstellung von Verkleinerungen und Vergrößerungen ist immer noch die als „Storchschnabel" bezeichnete Bauart angeführt; die betreffende Abbildung wäre durch die eines Pantographen zu ersetzen.

Beim Vergleich der Spiegel- und Prismeninstrumente zum Abstecken von rechten Winkeln ist nicht darauf hingewiesen, daß man mit den Prismeninstrumenten hellere und schärfere Bilder bekommt; auch vermisse ich eine Hervorhebung des Fünfseitprismas im Vergleich zum Dreiseitprisma. Im Zusammenhang mit der Untersuchung des Theodolits wird von einem Fehler der Umdrehungsachse gesagt, daß er durch kein Messungsverfahren aufgehoben werden kann; diese Bemerkung ist in dieser Form bekanntlich nicht richtig. Bei der Berichtigung des einfachen Nivellierinstruments ist mit Recht auf die Reihenfolge der einzelnen Berichtigungen hingewiesen; dabei sollte aber gesagt werden, daß die Reihenfolge gleichgültig ist, wenn Berichtigungsvorrichtungen am Fadenkreuz und am Lager — bei dem letzteren z. B. in Gestalt einer Kippschraube — und nicht an der Libelle vorhanden sind.

Die Beschreibung der Untersuchung und Berichtigung des Nivellierinstruments mit drehbarem Fernrohr und Wendelibelle ist nicht einwandfrei; ich vermisse dabei auch einen Hinweis auf die Bequemlichkeit der Untersuchung von einem Standpunkt aus. Bei unrichtig geteilter Nivellierlatte, deren Untersuchung mit dem Stangenzirkel vorgenommen werden soll, empfiehlt der Verfasser „nötigenfalls Einführung von Reduktionsbeträgen"; diesen Vorschlag praktisch durchzuführen halte ich für unmöglich.

Bei der Messung von Vertikalwinkeln mit Hilfe des Theodolits ist dem Ziel des Buches entsprechend nur die Messung in einer Fernrohrlage behandelt; in bezug auf die dabei erforderliche Nivellierlibelle müßte darauf hingewiesen werden, daß diese Libelle mit Rücksicht auf die Bequemlichkeit bei ihrer Untersuchung zweckmäßigerweise eine Wendelibelle ist. Ein bei der Untersuchung der Lage der Ziellinie zu den Libellenachsen sich ergebender Fehler wird nicht am Fadenkreuz „oder" der Libelle, sondern am besten an der Libelle berichtigt. Auch bei der Beschreibung der Kippregel vermisse ich einen Hinweis auf die Zweckmäßigkeit einer Wendelibelle als Nivellierlibelle.

Durch diese kleinen Beanstandungen soll der Wert des auf Grund großer praktischer Erfahrung geschriebenen Buches nicht herabgesetzt werden.

P. Werkmeister.

Neue Preisliste von Gustav Heyde Ges. für Optik und Feinmechanik m. b. H. in Dresden. Preisliste II. Vermessungs-Instrumente. 1925. 130 S. mit 88 Figuren.

Die Liste umfaßt Universalinstrumente, Theodolite, Bussoleninstrumente, Grubeninstrumente, photogrammetrische Instrumente, Nivellierinstrumente, Meßtische mit Kippregeln und kleinere Meßgeräte.

Unter den Theodoliten ist ein zu tachymetrischen Messungen besonders geeigneter Repetitionstheodolit aufgeführt. Der Horizontalkreis hat 9 cm Durchmesser und ist in $^1/_6$ Grade geteilt; die Ablesung erfolgt mit Hilfe von Strichmikroskopen durch Schätzung zwischen den 10-Minuten-Strichen auf ganze Minuten. Der Vertikalkreis hat 7 cm Durchmesser; an ihm wird mit Hilfe von Nonien ebenfalls auf ganze Minuten genau abgelesen. Eigentümlicherweise enthält die Preisliste keine Angabe darüber, daß das Instrument mit einer Nivellierlibelle — in Frage kommt nur eine Wendelibelle — ausgestattet wird.

Bei den Nivellierinstrumenten fällt auf, daß die Bauart mit drehbarem Fernrohr und Wendelibelle ganz fehlt; sie bietet bekanntlich den — insbesondere bei mittleren und kleineren Instrumenten in Frage kommenden — Vorteil, daß die Untersuchung des Instruments von einem Standpunkt aus durchgeführt werden kann. Mit Rücksicht auf diesen Vorteil sollten auch auf Fernrohren zu Vertikalwinkelmessungen nur Nivellierlibellen in Gestalt von Wendelibellen Verwendung finden; bei der vorliegenden Preisliste ist dies offenbar nirgends der Fall, insbesondere vermisse ich eine Wendelibelle bei dem auf S. 75 abgebildeten Bussoleninstrument und bei den Kippregeln. Zwei der aufgeführten Nivellierinstrumente haben ein Fernrohr mit unveränderlichem Abstand zwischen Objektiv und Fadenkreuz; auf die Vorteile dieser Fernrohrbauart ist schon oft hingewiesen worden.

Unter den Nivellierinstrumenten mit festem Fernrohr und fester Libelle vermisse ich ein solches mit Berichtigungsvorrichtungen am Fadenkreuz und am Lager — die letztere z. B. in Gestalt einer Feinbewegungsschraube —; diese bieten bekanntlich den Vorteil, daß die Reihenfolge bei den beiden, das einfache Nivellierinstrument betreffenden Untersuchungen gleichgültig ist.

Die nach den Angaben von R. Hugershoff ausgeführten photogrammetrischen Instrumente sind zwei, als „Photogrammeter“ und als „Universal-Photo-Theodolit“ bezeichnete Phototheodolite, eine — Meßbilder liefernde — „Flugzeugkammer“, eine „Spezialkammer für Küstenvermessung“, zwei zum linearen Ausmessen von Meßbildern benützbare „Komparatoren“, ein — besser als „Meßbild-Theodolit“ bezeichneter — „Bildmeß-Theodolit“, der bekannte „Autokartograph“ und ein „Luftbildtransformator“.

Die „Spezialkammer für Küstenvermessungen“ ist eine Meßkammer mit zwei Objektiven, deren Achsen parallel aber entgegengesetzt gerichtet sind; das zweite, nach rückwärts oder seewärts gerichtete Objektiv liefert ein Bild des der aufzunehmenden Küste gegenüberliegenden Meereshorizonts. Die gleichzeitige Aufnahme der beiden Bilder vom Schiff aus ermöglicht die Bestimmung von Neigung und Verkantung des Küstenbildes auf Grund des aufgenommenen Meereshorizonts.

Der „Luftbildtransformator“ dient zur Auswertung von schräg aufgenommenen Meßbildern bei ebenem Gelände. Das Instrument stellt im Grundgedanken die eine Hälfte eines Autokartographen vor; da dieser von der Geländegestaltung unabhängig, also stets verwendbar ist, so wird neben ihm der in seiner Anwendungsmöglichkeit beschränkte „Transformator“ kaum eine Rolle spielen. Im Vergleich zu den seither bekannten „Entzerrungsgeräten“ zur Umformung von schräg aufgenommenen Bildern in senkrecht aufgenommene ist das neue Instrument insofern im Nachteil, als bei ihm die Umformung graphisch, bei den übrigen Instrumenten jedoch mechanisch erfolgt.

Im Anschluß an die photogrammetrischen Instrumente wird ein ebenfalls nach den Angaben von R. Hugershoff gebauter „Autotachygraph“ beschrieben. Das Instrument besteht — in ähnlicher Weise wie z. B. der Hammer-Fennel-Topometer — aus einer kreisförmigen Meßtischplatte in Verbindung mit einem Tachymetertheodolit. Der Entfernungsmesser ist ein Kehrbildentfernungsmesser mit 70 cm Basis. Die schiefe Entfernung nach dem Zielpunkt wird in einem Schauloch abgelesen und muß dann an einer Skala eingestellt werden; die Berechnung der horizontalen Entfernung und des Höhenunterschiedes erfolgt dann selbsttätig. Die Ermittlung der gesuchten Größen aus der unmittelber gemessenen Größe geschieht also im Grundgedanken in ähnlicher Weise wie

bei den bekannten Schiebetachymetern von Wagner-Fennel und Paller-Breithaupt; ein selbstrechnendes Instrment, bei dem die horizontale Entfernung und der Höhenunterschied unmittelbar — wie beim Hammer-Fennel-Tachymeter — abgelesen werden, ist der Autotachygraph demnach nicht.

Der Hauptunterschied des Autotachygraphen im Vergleich zum Tachymeter mit Fadenentfernungsmesser besteht darin, daß bei ihm die Basis im Standpunkt und bei diesem im Zielpunkt ist; dies bedeutet einen Vorteil für den Fall, daß es sich um die Aufnahme eines schwer oder gar nicht zugänglichen Gebietes handelt. Dabei darf man aber nicht übersehen, daß die Messung mit einem Kehrbildentfernungsmesser eine scharfe Bezeichnung der Zielpunkte voraussetzt, und daß man unzugängliche Gebietsteile im allgemeinen besser photogrammetrisch aufnimmt.

Zum Schlusse noch einige allgemeine Bemerkungen.

Von den beiden im wesentlichen in Frage kommenden Arten der Befestigung des Instruments auf dem Stativteller findet man erfreulicherweise nicht nur die mit Stengelhaken, sondern auch die mit Unterlagsplatte angeführt. Beim Theodolit hat der Stengelhaken den Nachteil, daß beim Aufstellen über einem gegebenen Punkt der Aufhängepunkt des Schnurlotes weit von der Ebene durch die Fußschrauben absteht; außerdem besteht die Gefahr, daß der Stengelhaken verbogen wird. Bei allen Instrumenten, die öfters neu aufgestellt werden müssen, entstehen beim Stengelhaken leicht Lockerungen oder Spannungen bei Benutzung der Fußschrauben; solche erfordern dann ein Anziehen oder Nachlassen der Spiralfeder.

Nur bei wenigen Instrumenten hefindet sich ein Hinweis auf eine Dosenlibelle; alle Instrumente, bei denen öfters eine Neuaufstellung vorgenommen werden muß, sollten mit einer Dosenlibelle versehen werden.

Die Prismen zum Abstecken von rechten Winkeln erscheinen unter der Überschrift „Winkelprismen"; benutzt man diese Bezeichnung kurzweg an Stelle von z. B. „Rechtwinkelprismen", so ist es nicht richtig, wenn man ihn auch noch für eine bestimmte Prismenform verwendet. Am einfachsten spricht man von „Rechtwinkelprismen" und unterscheidet dabei das „Dreiseit-Prisma" und das „Fünfseit-Prisma"; mit Recht ist in der Preisliste das letztere dem ersteren gegenüber hervorgehoben. Die veralteten Spiegelinstrumente sind nicht mehr aufgeführt.

P. Werkmeister.

Vasco Ronchi. *La prova dei sistemi ottici.* (Die Untersuchung optischer Systeme.) Mit 65 Figuren, VII und 112 Seiten, Bologna, ed. Nicola Zanichelli. 1925. Attualità Scientifiche Nr. 37.

Das Büchlein stellt die wichtigsten bisher bekannten Objektivprüfungsmethoden zusammen und unterzieht dieselben nicht nur einer eingehenhen Beschreibung, sondern auch recht wertvollen Beurteilungen über deren Verwendbarkeit. Das kleine Werk scheint um so empfehlenswerter zu sein, als der Verf. als Spezialist in der Praxis der Objektivuntersuchungen zu gelten hat. Sehr zu begrüßen sind die zahlreichen Abbildungen, die nicht nur die Ausführung der Methoden erläutern, sondern auch zum Teil das Testmaterial zur Erkennung der Objektivfehler darstellen. Behandelt werden folgende Methoden: die historischen Methoden von Foucault und Galilei; die Extrafokal-Methode nach Hartmann; die Twymansche Interferometer-Methode; die Doppelspaltmethode von Michelson; die Waetzmannsche Interferenzmethode; die Fresnelsche Spiegel- und Biprisma-Methode, und schließlich in großer Ausführlichkeit nebst zahlreichen Bildern die von dem Verf. selbst ausgearbeiteten Interferenzmethoden mit Beugungsgittern. Leider sind eine ganze Zahl Methoden gar nicht erwähnt, die auch recht beachtenswert sind, so z. B. die Methoden von Cotton, Väisälä, Ritchey, Yvon usw., abgesehen von der neuesten Umwandlung der Hartmannschen Methode in eine Interferenzmethode, die bei Erscheinen des Büchleins wohl noch nicht bekannt war.

Flügge.

Nachdruck verboten.

Verantwortlich für die Redaktion: Oberregierungsrat Professor Dr. F. Göpel in Charlottenburg.
Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig.

THE LIBRARY
OF THE
UNIVERSITY OF ILLINOIS

ZUM GEDÄCHTNIS
JOSEPH FRAUNHOFERS

geboren 6. März 1787
gestorben 7. Juni 1826

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Kuratorium:

Prof. Dr. **E. Kohlschütter** in Potsdam, Vorsitzender, Prof. Dr. **R. Straubel** in Jena,
Prof. Dr. **F. Weidert** in Berlin-Zehlendorf, geschäftsführendes Mitglied.

Schriftleitung: Oberregierungsrat Prof. Dr. **F. Göpel** in Charlottenburg-Berlin.

XLVI. Jahrgang. **Juni 1926.** Sechstes Heft.

J. Fraunhofers Forschungen zur Glasbeschaffenheit und Farbenhebung sowie seine Leitung der Glashütte zu Benediktbeurn.

von

Moritz von Rohr in Jena.

Die Reisen, auf denen J. Utzschneider im Jahre 1805 verschiedene ausübende Optiker besuchte — es scheinen dafür nur süddeutsche Gewerbsleute in Frage gekommen zu sein —, werden in zwiefacher Hinsicht seine Ansichten über diesen Gewerbszweig beeinflußt haben. Bei der lebhaften, aber zunächst unbefriedigt bleibenden Nachfrage nach Kron und Flint mag er schon früh zu dem Entschluß gekommen sein, diesen unentbehrlichen Werkstoff in einer eignen Hütte herzustellen und ihn überhaupt nicht unverarbeitet abzugeben. Dieser Gedanke lag den volkswirtschaftlichen Anschauungen jener Zeit so nahe, daß er damals nicht einmal mehr neu war: Utzschneider kam damit auf einen Plan zurück, den der französische Astronom De Lalande bereits 1798 vor P. L. Guinand als das zu erreichende Ziel bezeichnet hatte. Ferner mögen die Erfahrungen mit dem optischen Gewerbe, dessen damaliger Zustand, nach den genaueren Darlegungen des Nachrufs auf Fraunhofer[1]) zu schließen, im deutschen Sprachgebiet nur kümmerlich gewesen sein wird, Utzschneidern eine gewisse Mißachtung des ganzen heimischen Optikerstandes eingeflößt haben.

Der ziemlich betrübliche Zustand der verfallenden Guinandschen Schmelzerei — so wenigstens stellte sich zwanzig und mehr Jahre später Utzschneiders Erinnerungsbild an den Betrieb in Les Brenets dar — mag aber unter dem Einfluß von Guinands sicherlich zuversichtlichen Schilderungen ihm im wesentlichen durch dessen Geldmangel erklärlich geworden sein. Und dessen mit Wasserkraft betriebene Schleif- und Poliermühle wird dem nicht eigentlich fachkundigen Utzschneider gerade durch ihren Abstich von den kümmerlichen Kleinbetrieben der Heimat wohl einen so merklichen Eindruck gemacht haben, daß er hier in dem einzigen, ihm bekannten Glasschmelzer auch einen leistungsfähigen Bearbeiter seines Rohstoffes zu gewinnen hoffen mochte. Gleich von vornherein beabsichtigte Utzschneider, sich selber mit dem gesamten Schmelzverfahren für optisches Glas vertraut zu machen, und eine seiner ersten Bedingungen an seinen Glasfachmann war die Aushändigung einer Beschreibung seines Verfahrens, die Guinand im Frühherbst 1805 vollendete[2]). Nimmt man solche Stim-

[1]) M. v. Rohr, Joseph Fraunhofer als der Schöpfer der deutschen Feinoptik. *Die Naturwiss.* **4**. *1926. S. 539—552.* (Fraunhofer-Heft.)

[2]) *Diese Zeitschr.* **46**. *S. 123. 1926.*

mungen an, so versteht man Utzschneiders Vorgehen, wie es der Vorvertrag mit Guinand vom 10. Mai 1806 erkennen läßt, ohne besondere Schwierigkeit.

Er beabsichtigte eben 1805/6, zunächst auf eigene Kosten in Benediktbeurn eine Glashütte vorläufig für optisches Glas zu errichten und das so gewonnene Glasgut zu kleinerem Teile — nicht über 50 Kron- und 50 Flintscheiben jährlich — an die Münchener Werkstätte zu liefern, an der er mit Reichenbach und Liebherr beteiligt war. Die übrigen brauchbaren Glasstücke seien in einem feinoptischen Betriebe zu Benediktbeurn unter Guinands Leitung zu Fernrohren zu verarbeiten. Daneben sollte noch eine größere Hütte für gewöhnliches, weißes Glas in Benediktbeurn errichtet und unter Guinands Oberaufsicht gestellt werden. In der Bemessung des Gehalts und der Beteiligung am Reingewinn für diesen seinen Schmelzmeister und Optiker war er nicht kleinlich und ließ sich auch dessen nachträgliche Zusätze zugunsten von Rosalie Bouverot gefallen.

Man kann wohl zweifeln, ob das Bestehen einer solchen Utzschneiderschen Anstalt neben der gemeinschaftlich betriebenen Münchener Werkstätte ohne ganz starke Reibungen möglich gewesen wäre, doch braucht man darüber keine weiteren Betrachtungen anzustellen, da es zu diesem Betriebe überhaupt nicht kam. Vielmehr ist von jener Anstalt bei dem zweiten endgültigen Vertrage[1]) vom 20. Februar 1807 keine Rede mehr. Dieser Vertrag gestattet uns, mit einer sonst schmerzlich vermißten Sicherheit und Deutlichkeit einen Blick zu werfen auf die erste Zeit des Verhältnisses zwischen Utzschneider und seinem Schmelzmeister und optischen Vertrauensmann.

Der Anteil Guinands an einem Reingewinn der Hüttenbetriebe wird gestrichen und sein Gehalt entsprechend erhöht, wobei indessen zu bemerken ist, daß Utzschneider die zehn Dienstjahre, auf die er Guinand zu verpflichten wünschte, vom 1. Mai 1806 ab rechnete, sodaß der Vertrag am 1. Mai 1816 erfüllt sein sollte. Obwohl kurz zuvor einige Anstände mit Glaslieferungen vorgekommen waren — die Stücke hatten sich als merklich schlierig erwiesen —, läßt sich kein Schwanken Utzschneiders erkennen, im Gegenteil händigte er seinem Schmelzmeister sogar noch ein nicht unbeträchtliches Geschenk aus. Nur die Hütte für gewöhnliches weißes Glas wurde aus Guinands Arbeitsgebiet ausgeschlossen; es mag im Vorbeigehen bemerkt sein, daß H. Zschokke sie 1817 bei einem Besuche in Benediktbeurn noch im Betriebe fand. Späteren Niederschriften, die aber nicht unzuverlässig erscheinen, kann man entnehmen, daß ein ziemlicher Teil der blasigen Ausbeute der ersten Benediktbeurner optischen Schmelzen zum Ziehen von Röhren für Libellen verwandt wurde. An dem Plane überhaupt, Guinand auch bei der Verarbeitung des Glasguts zu beschäftigen, bemerkt man noch keine Änderung: im Gegenteil soll er sich in München der Herstellung fertiger Fernrohre widmen, sodaß er dort eine mit Hausrat ausgestattete Wohnung zu beziehen hat und nur auf Wochen mit seiner Frau zu gemeinsamer Tätigkeit an den Öfen in Benediktbeurn zu arbeiten verpflichtet ist, wo ihnen ihre alte Wohnung ausreichend eingerichtet zur Verfügung stehen solle.

Was das Gehalt angeht, so war es mit 1600 fl $= {}^{1600}/_{11}$ Louisdor = rd. 2800 S.-M. und mit freier Wohnung und Heizung für Benediktbeurner Verhältnisse sowie für jene Zeit reichlich bemessen, auch weiß man bestimmt, daß Guinand im Februar 1816 bereit war, seine Arbeit unter den gleichen Zahlungsbedingungen wieder aufzunehmen. Als weitschauend berührt uns besonders der Gedanke eines 800 fl (rd. 1400 S.-M.)

[1]) Man sehe hierfür, und weiter unten noch öfter, das Fraunhofer-Büchlein des Herrn A. Seitz ein.

betragenden Abstands- und Schweigegehalts auf Lebenszeit, zu dem bei Verbleiben in Benediktbeurn noch die freie Wohnung und Heizung kam, doch wohl weil dort die Versuchung zu Neubegründung einer Schmelzhütte für optisches Glas oder Einführung eines fremden Fachmannes in diese Kunstfertigkeit viel ferner lag, wenn nicht ganz ausgeschlossen war.

Unsere aktenmäßigen Belege für die Entwicklung des Schmelz- und Schleifbetriebes hören hiermit für längere Zeit auf, und wir sind nunmehr stark auf Rückschlüsse angewiesen, die über eine große Wahrscheinlichkeit nicht hinausgehen können. Dieser einzige uns heute offenstehende Weg soll im folgenden beschritten werden; wo wieder sichergestellte Angaben vorliegen, werde ich das erwähnen.

Soweit bekannt, hat Guinand seinen ständigen Wohnsitz nur in Benediktbeurn gehabt, und mindestens bis zum Frühjahr 1808 liegen seine Gehaltsquittungen, dort ausgestellt, vor. Er hat sich also jedenfalls im Jahre 1807 in München nicht auf die Dauer aufgehalten. Gegen das Ende desselben Jahres wurde der Schleifbetrieb nach Benediktbeurn verlegt und wird damit nach dem Vertrage vom 20. Febr. 1807 unter Guinands Leitung gefallen sein. Es ist möglich, daß J. Niggls Austritt aus dem Betriebe mit dieser Ordnung zusammenhängt. Für Guinand fiel mit dieser Verlegung des Betriebes jeder Grund zu einem Wechsel seines Wohnorts weg.

Wie sich Fraunhofer und Guinand in den 14 bis 16 Monaten vor dem Eintritt des Erstgenannten in die Leitung des Unternehmens auseinandergesetzt haben, wissen wir nicht, doch mag die 1816 bei Guinand bestehende Abneigung damals ihren Anfang genommen haben.

Ich nehme an, daß sich Guinand — und die Bestimmungen des Vertrages vom 20. Februar 1807 waren dehnbar genug dafür — in diesen Monaten auf seinen Schmelzerposten zurückgezogen hat. Da er dort vorläufig allein herrschte, so mag er selber diesen Ausweg willig eingeschlagen haben. Daß er Fraunhofers Überlegenheit auf allgemein optischem Gebiete selbst im Jahre 1816 nicht anerkannte, sondern ihn auch in der eigentlich optischen Abteilung mit Vorteil ersetzen zu können glaubte, ergibt sich aus einem von ihm unterschriebenen Briefe an Utzschneider aus dieser Zeit. Man wird annehmen können, daß Fraunhofers Anfangsleistungen vor Guinands Augen noch weniger Gnade gefunden haben.

Schon in einer eingehenden Darstellung von Guinands Lebensweg[1]) habe ich darauf hingewiesen, daß bei der Beurteilung vorliegenden Glasguts der Schmelzer und der es verarbeitende Optiker grundsätzlich entgegengesetzte Standpunkte einnehmen müssen, und daß — mindestens wenn kein technisch vollkommener Werkstoff vorliegt — tiefe Meinungsverschiedenheiten möglich, ja zu erwarten sind. Wir müssen sie auch hier annehmen und lassen nunmehr mit Fraunhofers Aufenthalt in Benediktbeurn dessen Leben in die gemeinschaftliche Tätigkeit mit dem dort schon $2\,^1/_4$ Jahre ansässigen Guinand einmünden.

Es ist sicher belegt, daß Fraunhofer noch 1809, Guinands Widerstand ungeachtet, im August / September in die von Guinand entwickelten Verfahren der Glasherstellung durch den alten Meister selbst eingeführt wurde. Wir werden annehmen können, daß der Zustand der von Guinand gelieferten Glasscheiben den Anlaß dazu gab, und der Mitleiter des Benediktbeurner Schleifbetriebes konnte mit Recht eine Einweihung in dieses Geheimnis fordern.

---

[1]) Pierre Louis Guinand. *Diese Zeitschr.* **46.** *S. 121—137, 189—197;* (März-u. Aprilheft).

Soweit wir unterrichtet sind, hat er in den ersten beiden Jahren nur Kenntnis genommen, und Guinand blieb der Schmelzmeister; aber man wird annehmen müssen daß er sich mit der Prüfung der ihm gelieferten Werkstücke eingehend beschäftigt hat Wenn er sich ja auch, soviel ich weiß, niemals über sein Verhältnis zu Guinand ge äußert hat, so hat er doch in seinem großen Aufsatz von 1817 einige Angaben gemacht die wir auf diese Anfangszeit beziehen können.

So finden wir (L. 24, 258)[1]) die folgende Mitteilung: „Vor Entdeckung der Linien „im Farbenbilde überzeugte ich mich von dem gleichen Brechungsvermögen zweier „Stücke Glases dadurch, daß ich von beyden Stücken, zusammengekittet, ein Prisma „schliff; erschienen die beyden Spektra, die durch dieses Prisma gesehen wurden, an „einem Orte und gegeneinander nicht verrückt, so schloß ich, daß das „Brechungsvermögen beyder Stücke gleich sei." (Fig. 1.)

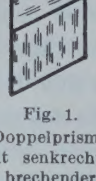


Fig. 1. Doppelprisma mit senkrechter brechender Kante zur Prüfung der beiden Mittel auf Gleichheit des Brechungsvermögens. Nach Fraunhofers Beschreibung dargestellt.

Man wird annehmen können, daß er mit dieser Probe namentlich die Gleichartigkeit der Masse durch die ganze Schmelze hat feststellen wollen.

Für die Herstellung farbenfreier Objektive hat er nach seinem eigenen Bericht von Anfang an das Verfahren geübt, durch Probieren mit ziemlich spitzwinkligen Prismen aus dem Kron und dem Flint, die beide zu dem geplanten Objektiv verwandt werden sollten, die Zerstreuung aufzuheben. Später ist er dann, um die Genauigkeit zu steigern, zu Prismen mit immer größerem Winkel übergegangen, bis er schließlich dem Kronprisma einen Winkel von 60 bis 70° gab und das Flintprisma ihm mit Öl ankittete, sodaß er zu besserem Ausgleich die beiden Prismen auf einer Scheibe mit senkrecht stehender Achse drehen konnte. Beobachtete er dann hinter dem Prisma die Farben mit einem vergrößernden Fernrohr, so konnte er (L. 5) das Verhältnis derbeiden Zerstreuungen sehr genau feststellen, doch ergaben sich sofort wieder Unterschiede, wenn man andere Prismen je aus der gleichen Schmelze verwandte.

Gewiß war es ihm — schon aus dem Klügelschen Buche — bekannt, daß der Gang der Zerstreuung in den beiden Glasarten nicht übereinstimmte, denn darauf hatten bereits Clairaut, Boscovich und zuletzt besonders lebhaft R. Blair hingewiesen; aber er wurde, wie andere vor ihm, an der Anwendung strenger Rechnung durch die Unmöglichkeit gestört, die Grenzen der verschiedenen Farben, wie rot, kreß, grün usw., genau festzulegen.

Wenn ihm zunächst die Möglichkeit genügt haben mag, durch ein solches Versuchsverfahren brauchbare Fernrohre kleinerer Öffnung herzustellen — wir wissen, daß englische Fernrohre aus dem letzten Jahrzehnt des 18. und dem ersten des 19. Jahrhunderts durch ein entsprechendes Vorgehen einen sehr befriedigenden Farbenausgleich erhalten hatten —, so wird er namentlich dann nach größerer Genauigkeit gesucht haben, als ihm, vom September 1811 ab, die Leitung der Glasherstellung übertragen worden war.

Er hat (L. 6) zunächst an Filterscheiben oder -flüssigkeiten gedacht, um gesättigtes Licht verschiedener Farben zu erhalten, doch war das vergeblich. Dagegen bemerkte er, daß Kerzenlicht (und die meisten Flammen) im Farbenbande zwischen rot und gelb einen hellen scharf begrenzten Streifen hätten. Es sei gleich hier von dem Schluß jener Abhandlung (L. 27) her bemerkt, daß er später die Doppelnatur dieses Streifens entdeckte und fand, daß diese beiden Linien „in Stärke und Entfernung den beiden dunkeln Linien D ähnlich sind."

[1]) L. ist die Akürzung für die Lommelsche Gesamtausgabe der Fraunhoferschen Schriften.

Von diesem Streifen machte er in seiner nunmehr zu beschreibenden Vorkehrung Gebrauch, sich auch ohne Filter doch genügend gesättigtes Licht von 6 verschiedenen Farben zu verschaffen.

Da es mir scheint, als sei diese ungemein sinnreich angelegte Vorkehrung wenig bekannt, so will ich hier eine kurze Beschreibung folgen lassen, die sich auf seine eignen Angaben (L. 6—9) stützt. (Fig. 2.)

Um nahezu paralleles Licht auf das zu untersuchende Prisma H zu bekommen, wurde die Vorkehrung in möglichst großer Entfernung (225 m) angebracht. In einem Zimmer eines so weit entfernten Hauses war in gleicher Höhe mit H ein 1,9 mm breiter, 4 cm hoher Spalt Sp in einem Fensterladen angebracht. In dem Zimmer dahinter befand sich immer dasselbe Zuordnungsprisma A aus Flintglas und in $4^1/_4$ m davon ein Tisch mit einer Reihe von 6 Lampen BC in gleichen Abständen, vor denen ein undurchsichtiger Schirm mit 6 schmalen Öffnungen angebracht war. Diese Öffnungen waren je $1^1/_3$ mm breit, 4 cm hoch und standen immer um $15^3/_4$ mm von einander ab. Man erkennt leicht, daß nur die Strahlen in dem schmächtigen auf das Prisma H, genauer die scheinbare Objektivöffnung, gerichteten Strahlenbündel bei der Messung in Betracht kommen. Diesem Bündel konnten in dem Lampenraum infolge der Wirkung des Zuordnungsprismas A je nach der Farbe andere und andere einfallende Bündel entsprechen, und zwar von kürzerer Wellenlänge nach B, von längerer nach C hin. Durch die 6 engen Spalte vor den Lampen wurden diese aber ungemein stark eingeschränkt, und je nur ein enges Büschel nahezu einer einzelnen Wellenlänge konnte Zutritt zu der betreffenden Lampe gewinnen. Kehrt man nun den Strahlengang um, so werden von den die Spalte durchsetzenden Lampenstrahlen nur bestimmte Wellenlängen nach dem Durchtritt durch das Zuordnungsprisma A den Spalt Sp mit der Richtung auf die scheinbare Objektivöffnung hin verlassen, und zwar senden die Lampen in der Reihenfolge von B nach C immer längerwellige Strahlen zur Verwendung bei H aus. Im Theodolitfernrohr erblickt man also sechs einigermaßen breite Flecken — das Licht ist eben nicht ganz gesättigt —, die ziemlich gleich weit voneinander abstehen, wie das ja auch von den Entfernungen der Lampen voneinander galt. Immer ward auf die Mitte der Flecken eingestellt.

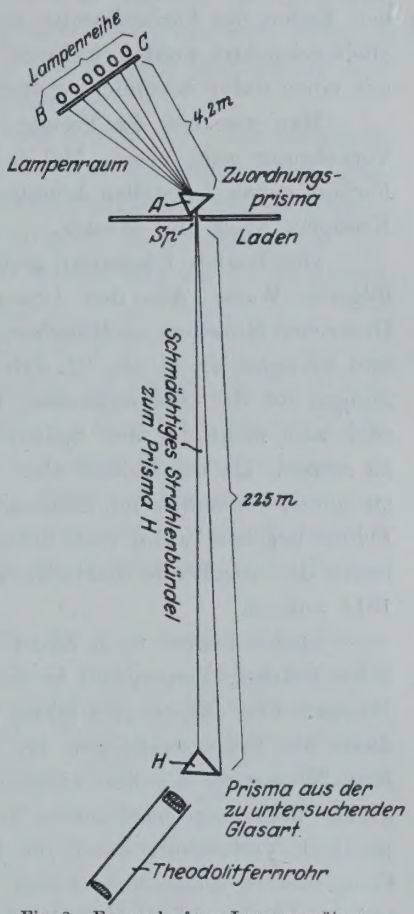


Fig. 2. Fraunhofers Lampengerät zur Messung der Brechzahlen an 6 verschiedenen Stellen des Spektrums noch ohne Verwendung von Sonnenlicht. Übersichtsbild im Grundriß nach Fraunhofers Zeichnung entworfen.

Genau senkrecht über dem Spalt Sp hinter dem Zuordnungsprisma A ist in den Laden noch ein zweiter Spalt geschnitten, der $^1/_2$ m von Sp nach oben entfernt ist. Im Lampenraum steht vor diesem Spalt noch eine weitere Lampe, die ihr Licht unmittelbar auf das Prisma H sendet. Wir bemerken, daß von H aus betrachtet der obere Spalt unter einem Winkel von $\frac{0{,}5}{225} = \frac{1}{450}$, also nur ganz wenig — $7^2/_3$ Bogen-

minuten, rund $^1/_4$ Vollmondbreite — über dem Spalt *Sp* hinter dem Zuordnungsprisma erscheint. Im umkehrenden Theodolit-Fernrohr wird also unterhalb der 6 Flecken ein Farbenband des oberen Spaltes entworfen werden, das natürlich die gelbe Linie deutlich zeigt, die Fraunhofern ja vom Lampenlicht her gut bekannt war. Diese Linie diente ihm nun als Richtweiser, und der Lampentisch wurde mit seinen dafür vorgesehenen Stellschrauben solange gerichtet, bis die Mitte des zweiten Flecks im längerwelligen Teile genau senkrecht über der hellen gelben Linie stand. Da die Farbenflecke an den Enden des Farbenbandes sehr schwach ausfielen, so mußten die Mikrometerfäden allein erleuchtet werden, während das Gesichtsfeld dunkel blieb; doch konnte Fraunhofer mit einer dafür besonders erdachten Lampe diese Aufgabe lösen.

Man versteht die Freude des Forschers, als er mit dieser geistvoll ersonnenen Vorkehrung zum ersten Mal in der Geschichte die Brechzahlen für 6 verschiedene Farben genau feststellen konnte, und zwar wählte er als erste Mittel Flintglas Nr. 13, Kronglas Nr. 9 und Wasser.

Die beiden Glasarten gestatten eine ungefähre Zeitbestimmung, und zwar auf folgende Weise. Aus den Utzschneiderschen Glasprotokollen in der Bücherei des Deutschen Museums zu München kann man entnehmen, daß Kronglas Nr. 9 am 4. April und Flintglas Nr. 13 am 22. Juli 1813 geschmolzen wurden. Die Messungen und Rechnungen für die entsprechenden Tafeln (I, II) der Fraunhoferschen Arbeit von 1817 sind also nicht vor den Spätsommer, wenn nicht gar in den Herbst des Jahres 1813 zu setzen. Da der Meister aber erst nach eingehender Erprobung des 6-Lampen-Geräts zu seinen Versuchen mit Sonnenlicht übergegangen ist, so wird man vermutlich keinen Fehler begehen, wenn man unter Berücksichtigung der Sonnenscheindauer zu Benediktbeurn die eingehende Bearbeitung des Sonnenspektrums nicht vor Frühling und Sommer 1814 ansetzt.

Später kamen noch hinzu Wasser anderer Temperatur, Schwefelsäure, Alkohol, Schwefeläther, Terpentinöl in zwei Temperaturen, Kali in Wasser, essigsaures Blei in Wasser. Für die ersten 3 Mittel hat er auch die Brechzahlen selbst berechnet und hat dann die Teilzerstreuungen für die paarigen Verbindungen Flint/Kron; Flint/Wasser; Kron/Wasser in der ihm eigentümlichen Weise so gebildet, daß er für jedes der bei diesen Messungen bestimmten Teilbereiche des Spektrums die größere Zerstreuung der paarigen Verbindung durch die kleinere dividierte. Er erhielt dann einen bestimmten Gang, der in diesen drei Fällen durch die sogleich folgenden Zahlen bestimmt wird: (Die Verhältnisse beziehen sich auf eine vom länger- zum kürzerwelligen Gebiete fortschreitende Anordnung.)

Flint/Kron	1,93	2,00	2,01	2,07	2,17
Flint/Wasser	2,87	3,01	3,10	3,33	3,42
Kron/Wasser	1,49	1,51	1,55	1,61	1,58

Man erkennt also die große Verschiedenheit in dem Verhältnis der Teilzerstreuungen, und zwar wuchsen die Zahlen fast ohne Ausnahme mit der Annäherung an das kurzwellige Ende des Spektrums.

Freilich fielen ihm bei diesen Versuchen sehr unangenehm die Wärmeschlieren in den Flüssigkeiten auf, die, beim Wasser noch am wenigsten, dazu zwangen, die prismatischen Tröge aller 5 bis 10 Minuten zu schütteln. Damit mußte er die Hoffnung aufgeben (etwa nach Blair), ohne Flintglas und bloß mit Flüssigkeiten farbenfreie Objektive herzustellen. Anderseits wurde die Schwierigkeit der Aufgabe, vollkommen gleichartiges optisches Glas zu erhalten, noch deutlicher: ist doch in jedem Glasofen das Glas im oberen Teile des Hafens viel heißer als im untern.

Bei der Absicht, die Vorkehrung für die Messung von Brechzahlen auch mit Sonnenlicht verwendbar zu machen, fand Fraunhofer die dunklen Linien im Sonnenspektrum und verwandte sie sofort zur Messung der Brechzahlen, nachdem ihm eingehende Versuche gezeigt hatten, daß „die Entfernung der Linien voneinander, und „überhaupt ihr Verhältnis unter sich, bei der Veränderung der Öffnungen am Fenster„laden gleich blieb, sowie auch die Entfernung des Theodolithes von der Öffnung am „Fensterladen sie nicht änderte. Das Prisma mochte aus was für immer einem „brechenden Mittel bestehen und der Winkel desselben groß oder klein sein, so waren „diese Linien immer sichtbar, und nur im Verhältnis des Farbenbildes stärker oder „schwächer, und daher leichter oder schwerer zu erkennen."

Es wird hier am Platze sein, auf die Wollastonsche Erwähnung[1]) der schwarzen Linien im Sonnenspektrum hinzuweisen. Benutzt man die von ihm angegebenen Maßzahlen und mißt auf Fraunhofers Zeichnung des Sonnenspektrums die Entfernung der merklicheren dunklen Linien aus, rechnet sie auf Hundert als Grundzahl um und vergleicht sie mit den Wollastonschen Ergebnissen, so kommt man auf die Folgerung,

daß den Linien Wollastons $A\ B\ C\ D\ E$
bei Fraunhofer die Linien $B\ D\ b\ G\ H$

entsprechen, während die Maßzahlen bei Wollaston: 16 23 36 25; $= \sum 100$
und bei Fraunhofer nach seiner Zeichnung sind: 17 19 39 25; $= \sum 100$.

Daß keine genaue Übereinstimmung vorhanden ist, darf nicht Wunder nehmen, da Wollaston die Entfernung der Linien bei einer und derselben Prismenstellung ermittelte, während Fraunhofer das Prisma für jedes einigermaßen große Teilbereich des Spektrums von neuem in eine Stellung brachte, wo der mittlere Strahl das Prisma mit gleichem Ein- und Austrittswinkel durchsetzte[2]).

An der ersten Entdeckung der dunklen Linien des Sonnenspektrums durch Wollaston ist natürlich keinen Augenblick zu zweifeln, und man wird auch die Möglichkeit nicht bestreiten wollen, daß Fraunhofer durch die Mollweidesche Vermittlung von dem Wollastonschen Funde Kenntnis hatte. Dafür könnte man anführen, daß er bei seinem genauen Bericht von ihrer Auffindung, soweit ich sehe, nicht den Anspruch erhebt, sie zuerst gesehen zu haben. Vielleicht ist auch die Bezeichnung mit großen und kleinen Buchstaben auf eine, vielleicht unbewußte, Erinnerung an den Vorgänger zu schieben. Daß er Wollaston nicht nannte, mag an seinem Wunsch gelegen haben, einen Streit zu vermeiden, denn in doppelter Hinsicht trat er seinem Vorgänger sehr bestimmt entgegen: einmal, und das wird damals für ihn das Wichtigste gewesen sein, konnte er ja gerade mit Hilfe dieser Linien die Ungleichmäßigkeit des Ganges der Teilzerstreuungen in verschiedenen Mitteln zahlenmäßig ausdrücken und zu vollkommener Sicherheit erheben; sodann mußte er darauf bestehen, daß diese Linien unmöglich als Farbengrenzen anzusehen seien, denn solche Farbengrenzen seien im Sonnenspektrum mit einem unmerklichen Übergange von einer Farbe zur benachbarten eben unmöglich.

Wenn man an die Verwertung der Wollastonschen Entdeckung denkt, so wird Fraunhofers Verdienst in seiner Größe jedem deutlich, der überhaupt sehen will,

---

[1]) Genaueres wolle man meinem auf S. 273 angeführten Aufsatz in den *Naturwissenschaften* entnehmen.

[2]) Wie ich bei der Drucklegung erfahre, hat Hr. H. Kaiser im Handbuch der Spektroskopie Bd. 1. S. 8 meine Deutung vorweggenommen. Auf Anm. 2 der gleichen Seite teilt er eine abweichende Angabe D. Brewsters aus dem Jahre 1832 mit.

und man versteht, daß die Physiker bis auf den heutigen Tag die von Wollaston gefundenen Linien doch mit dem Namen Fraunhofers bezeichnen, der sie zwar nur zuerst verwertet, damit aber der rechnenden Optik die unerschütterlichen Grundmauern unterzogen hat.

Von der Einwirkung dieser grundlegenden Arbeit auf andere Theoretiker der Optik hört man zunächst nichts. Mindestens aber nach seinem Besuch in München und dem Zusammensein mit Fraunhofer hat J. Fr. W. Herschel 1825 die ganz große Bedeutung anerkannt, die der Brechzahlenbestimmung mit Hilfe der dunklen Linien nicht zum wenigsten in der rechnenden Optik zukommt.

Geht man nun wieder zu dem Meßverfahren zurück, so stellte Fraunhofer dabei wesentlich höhere Anforderungen, nämlich einen viel feineren Spalt (von 15″ Breite gegen 72″ oder 86″ bei Wollaston) und eine stetige Nachrichtung des brechenden Prismas. Aber der Erfolg war auch entsprechend. Beschränkte er sich auf das dem Auge ohne besondere Vorkehrungen zugängliche Bereich, das auch Wollaston berücksichtigt hatte, so konnte er mit seinen verfeinerten Hilfsmitteln statt 7 Linien ihrer 574 nachweisen und die hauptsächlichsten zeichnen.

Er konnte ferner am Schlusse seiner Abhandlung, wie schon oben gesagt, betonen, daß die ihm schon länger bekannte gelbe Linie im Bilde der Flamme — namentlich dem unteren Teile der Kerzenflamme — aus zwei nahe benachbarten Linien bestände, die der dunklen Doppellinie *D* im Sonnenspektrum entsprächen. Er wies ferner darauf hin, daß er im Lichte der Venus die Linien *D*, *E*, *b*, *F* ganz begrenzt gesehen und durch Messung der Bögen $\widehat{DE}$, $\widehat{EF}$ die Überzeugung gewonnen habe, „daß das Licht der Venus in dieser Beziehung von einerlei Natur mit dem Sonnenlichte sei.“ Dagegen war die Verteilung der Streifen im Licht mehrerer Fixsterne erster Größe (darunter des Sirius) untereinander und von der im Sonnenspektrum beobachteten verschieden.

Geht man von dieser Abschweifung zu Gegenständen der allgemeinen Physik auf die rechnende Optik im besonderen zurück, die für Fraunhofer natürlich immer in erster Linie stand, so verwarf er verständlicherweise für die grundlegenden Messungen seine erste sinnreich erdachte Vorkehrung und ersetzte sie in unserer heutigen Bezeichnung durch eine Zahl von Spektrometermessungen. Als Grundwerte verwandte er gleichsam in einem Übermaß von Genauigkeit die Linien *B*, *C*, *D*, *E*, *F*, *G*, *H*, so schon in der Bezeichnung andeutend, daß er als messender Optiker an diese Erscheinung geraten war und ihre Hauptbedeutung in der von ihr gewährten, vom Ort und von irgendwelcher besondern Ausrichtung unabhängigen Sicherheit der Messung sah. Wie schon bemerkt, verlangte er für jeden der Bögen $\widehat{BC}$, $\widehat{CD}$ usf. eine besondere Einstellung, sodaß jeweils für den Strahl der mittleren Wellenlänge das Prisma im Minimum der Ablenkung stand. Er untersuchte auf diese Weise von flüssigen Mitteln Wasser und eine Lösung von Kali in Wasser, sowie Terpentinöl, ferner aber 7 Glasarten. Die so gebildete Tafel III mit ihren auf 6 Stellen angegebenen Brechzahlen müssen heute alle rechnenden Optiker gleichgültig welcher Sprache als die Grundlage ansehen, auf der das stolze Gebäude der technischen Rechenverfahren, an dem man namentlich in England[1]) früh und erfolgreich gearbeitet hatte, überhaupt erst zu wahrem Nutzen aufgeführt werden konnte. Diese Tafel verwandte er nun sofort für die Herstellung einer weiteren, wo der Gang des Verhältnisses der Zerstreuung bei paariger Verbindung zweier der gemessenen Mittel durch das ganze unter den gewöhnlichen Verhältnissen

[1]) Dort war einige Jahre zuvor —1800— von Th. Young bereits ein Verfahren zur astigmatischen Rechnung längs Hauptstrahlen von endlicher Schiefe veröffentlicht worden.

sichtbare Spektrum für 16 Paare brechender Mittel niedergelegt worden war. Bezeichnete er die Brechzahl des Mittels mit der ziffermäßig größeren Zerstreuung für C mit Cn', für F mit Fn' usf., die des Mittels mit ziffermäßig kleinerer Zerstreuung entsprechend mit Cn und Fn usf., so bildete er eben die Tafel für die Wertsechste

$$\frac{Cn' - Bn'}{Cn - Bn} = b, \quad \frac{Dn' - Cn'}{Dn - Cn} = c, \quad \frac{En' - Dn'}{En - Dn} = d, \quad \frac{Fn' - En'}{Fn - En} = e,$$

$$\frac{Gn' - Fn'}{Gn - Fn} = f, \quad \frac{Hn' - Gn'}{Hn - Gn} = g$$

und wies besonders darauf hin, daß dort sehr bemerkenswerte Unterschiede statthätten, so seien z. B. die Werte dieser 6 Zahlen für

Flint 13 und Wasser	2,562	2,871	3,073	3,193	3,460	3,726
und für Flint 13 und Terpentinöl	1,868	1,874	1,783	1,843	1,861	1,899

(bei dem letzten Paare werden also alle Zahlen bis auf den Schlußwert schon zweimal oder öfter durchlaufen).

„Man hat daher", fügte er hinzu, „gegründete Hoffnung, durch Veränderung „der Bestandteile der Glasarten solche erhalten zu können, bei welchen diese Un„terschiede geringer sind, als bei Glasarten, die bisher zu Objektiven gebraucht werden. „Crownglas Lit. M. ist einer der Versuche, die ich in dieser Absicht im Kleinen ge„macht habe."

Die entsprechenden Zahlen lauten für

Flint 13 und Crown M	1,667	1,704	1,715	1,737	1,770	1,816.

Man sieht, wie es Fraunhofern hier allein auf die paarigen Verbindungen ankam, um die Vorzüge seiner Fernrohrobjektive erweisen zu können, wenn ihm größere Schmelzen[1]) mit merklich besser übereinstimmendem Gange der Zerstreuung geraten wären.

Die bloße Tatsache des verschiedenen Ganges der Zerstreuung bei verschiedenen Mitteln wird Fraunhofer — wie schon oben bemerkt — sicher bekannt gewesen sein. Das kann man auch daraus schließen, daß z. B. Mollweide 1809 bei seiner Besprechung der hierhergehörigen Wollastonschen Arbeit auf Klügels Analytische Dioptrik von 1778 und die §§ 137 und 318 [S. 116/23 u. etwa 313/24] hinwies, wo auf die entsprechenden Arbeiten von Clairaut und Boscovich Bezug genommen wurde. Das Klügelsche Werk hat Fraunhofer aber bestimmt durchgearbeitet.

Die Teilzerstreuungen in Bruchteilen der Gesamtzerstreuung anzugeben, wie es namentlich nach der Klügelschen Darstellung hätte geschehen können, lag Fraunhofern darum fern, weil ja die Werkstätte, der er angehörte, damals — und leider auch später — grundsätzlich ablehnte, ihr Glasgut in unverarbeitetem Zustande zu liefern. Man weiß, daß E. Abbe und O. Schott im Jahre 1885 einen andern Weg

---

[1]) An dieser Stelle sollte auf Hrn. R. Richters Ansicht von 1923 hingewiesen werden, daß die Benediktbeurner Hütte auch in großen Scheiben Glaspaare mit merklich günstigerem Verlauf der Teilzerstreuungen herausgebracht habe. Gestützt auf die Vogelschen Messungen von 1880 weist er auf den sehr eigenartigen Gang des sekundären Spektrums in dem Berliner 9-Zöller [= 24,3 cm] hin. Vereinige man die Brennpunkte für C und F, so erhalte man als Abweichungen, auf $f_e' = 100$ mm umgerechnet, in Millimetern

für D	für G'
— 0,043	+ 0,072,

während sich bei der Verbindung eines Paares von gewöhnlichem Kron und Flint unter den gleichen Voraussetzungen die Zahlen ergeben würden

— 0,046	+0,179.

eingeschlagen und damals für die kurze ziffermäßige Beschreibung der optischen Eigenschaften die Form geschaffen haben, die sich seitdem allgemein eingeführt hat.

Unter allen Umständen also ergab sich ein ausgesprochener Gang des Verhältnisses der Teilzerstreuungen, und es stellte sich nun die Frage ein, welche Zahl darunter für das Verhältnis der beiden Linsenbrennweiten an einem farbenfreien Fernrohrobjektiv zu wählen sei, um am wenigsten zu schaden. „Daß dieses nicht in dem Falle „geschehe, wenn die Längenabweichung so klein als möglich ist, wird bald klar, wenn „man erwägt, daß die verschiedenen Farben nicht einerlei Intensität haben, und daß „z. B. die Abweichung der gelben Strahlen, die sehr hell sind, ungefähr im Verhältnisse „ihrer Intensität mehr schaden werden, als die der violetten, bei gleicher Längenab„weichung. Es folgt daraus, daß es nötig sei, die Intensität jeder Farbe im Spektrum „zu kennen oder zu wissen, in welchem Verhältnisse der Eindruck, den irgendeine „Farbe im Spektrum auf das Auge macht, stärker oder schwächer sei, als der einer „andern Farbe."

Er sah sich also in unserer heutigen Ausdrucksweise vor die Aufgabe der heterochromen Photometrie gestellt und löste sie mit einem dafür erfundenen Okular, wo ein bestimmtes enges Farbenbereich in der einen Hälfte des durch eine Senkrechte geteilten Gesichtsfeldes mit dem im wesentlichen gelben Licht einer kleinen verschiebbaren Öllampe verglichen wurde. Als Kennzeichen einer guten Einstellung gab er die möglichste Undeutlichkeit der Grenzlinie an. Er empfand auch die Notwendigkeit, mit einem etwas breiteren Lichtspalt zu messen, damit die störenden feineren Linien des Spektrums verschwänden. Aus vier Versuchen bei sehr hellem Himmel am Mittag — indessen bemerkt er ausdrücklich, daß die Helligkeit sowohl des Himmels- als auch des Lampenlichtes möglicherweise geschwankt habe — erhielt er die denkwürdigen Mittelwerte

bei	B	$= 0{,}032$
„	C	$= 0{,}094$
„	D	$= 0{,}64$
zwischen D und	E	$= 1{,}00$
bei	E	$= 0{,}48$
„	F	$= 0{,}17$
„	G	$= 0{,}031$
„	H	$= 0{,}0056$

Dabei läge die hellste Stelle von D aus noch um $^1/_3$ oder $^1/_4$ $\widehat{DE}$ entfernt. Aus dem Helligkeitsverlauf, den er über seinem Bilde des Farbenbandes zeichnete, wobei er die ganze Darstellung selber in Kupfer ätzte, erhielt er durch Auswertung die Helligkeitszahlen für die bei der Zerstreuung zugrunde gelegten Teilbereiche, bezogen auf den $= 1$ gesetzten Wert des Raumes über DE, in der folgenden Weise

für	den	Raum	über	BC	$= 0{,}021 = \beta$
„	„	„	„	DD	$= 0{,}299 = \nu$
„	„	„	„	DE	$= 1{,}000 = \delta$
„	„	„	„	EF	$= 0{,}328 = \varepsilon$
„	„	„	„	FG	$= 0{,}185 = \xi$
„	„	„	„	GH	$= 0{,}035 = \eta$
					$1{,}868 = \sum_{\beta}^{\eta}$

„Nimmt man nun an, daß bei einem achromatischen Objektive die Abweichung „der dichteren Strahlen im Verhältnis ihrer Dichtigkeit mehr schade, als der weniger „dichten", so solle man den Wert des Verhältnisses für x, entsprechend den oben eingeführten Verhältnissen der Teilzerstreuungen b, $c \ldots g$ und den zugehörigen Bereichshelligkeiten zunächst derart bestimmen, daß gilt

$$(x-b)\beta+(x-c)\nu+(x-d)\delta+(x-e)\varepsilon+(x-f)\xi+(x-g)\eta=0.$$

Daraus erhielt er dann ohne weiteres den Wert des gesuchten Verhältnisses x zu

$$x=\frac{b\beta+c\nu+d\delta+e\varepsilon+f\xi+g\eta}{\beta+\nu+\delta+\varepsilon+\xi+\eta}.$$

Für ein Musterobjektiv aus Flint 30 und Kron 13 erhielt er $x=2{,}012$. Doch zeigten ihm Versuche mit planmäßig für die Farbenhebung abgeänderten, aber unter allen Umständen von der Kugelabweichung befreiten Objektiven, daß der Wert $x=1{,}98$ vorzuziehen sei, daß man also die lichtschwächeren Strahlen etwas mehr als im Verhältnisse ihrer Helligkeit abweichen lassen müsse.

Hatte schon Wollaston auf die Farbenfehler des Auges hingewiesen, so bemühte sich Fraunhofer darum, den Betrag der farbigen Längsabweichung zwischen den Linien C und G zahlenmäßig anzugeben. Dabei war es notwendig, die Akkommodation des bei der Untersuchung dienenden Auges auszuschalten, und Fraunhofer suchte das damit zu erreichen, daß er mit dem anderen Auge nach einem in dessen Achse gelegenen, mit weißem Licht erhellten Gegenstand sah. Rechnet man die von ihm mitgeteilten Werte auf unser heutiges Maß um, so erhält man das Ergebnis, daß die Flächenfolge des Auges für G eine im Mittel um 1,8 dptr größere Brechungswirkung besitze als für C.

Sehr bald nach dieser meisterhaften großen Arbeit sandte Fraunhofer einen weiteren Aufsatz über das Anlaufen des Glases an einen wissenschaftlichen Wettbewerb in Holland ein. Wir wissen heute, daß er den Wunsch hatte, den Aufsatz in Deutschland zu veröffentlichen, da ihm bei früheren Schmelzen die schon an den alten Glasarten getadelte Neigung, zu beschlagen, aufgefallen war, und er einer Beunruhigung der Käufer entgegenwirken wollte. Der Entwurf seines gleichfalls 1817 an Utzschneider gerichteten Briefes ist noch erhalten, und man erkennt, daß er nicht beabsichtigte, nützliche Kenntnisse aus der Glasbereitung bekanntzugeben, eine Einstellung, die er übrigens im Schlußsatz seiner Darstellung auch ganz deutlich hervorhoben hat.

Von besonderer Wichtigkeit ist die von ihm eingeführte Schwefel- oder Salpetersäurenprobe, um auch in kurzer Zeit zu erfahren, ob eine bestimmte Glasart den Einwirkungen der Luft widerstehe. Dabei ließ er am liebsten Schwefelsäure auf gut polierte Glasflächen wirken und beobachtete die Verminderung des zurückgeworfenen Lichts an den wieder rein geputzten Flächen. Der Verlust an zurückgeworfenem Licht ist um so größer, je mehr die Glasart zum Anlaufen und Mattwerden neigt.

Bei der Bereitung des Glassatzes ergab sich die Notwendigkeit, dem reinen Kali und der Kieselerde noch andere Bestandteile, nämlich Kalkerde und Metalloxyde, hinzumischen, doch hat auch die Behandlung des Glases beim Schmelzen einen großen Einfluß auf das Anlaufen. Hohe Wärme dabei führt auf ein stärker anlaufendes Glas als ein weniger hoher Wärmegrad. — Unvorsichtigkeiten bei der Beschickung der Schmelztiegel führen leicht zum Auftreten feiner Luftbläschen; solch Glas ist aber, ebenso wie schlieriges, gegen das Anlaufen widerstandsfähiger. Ganz gleichartiges Glas läuft merklich eher an. Ein Zusatz von Bleioxyd macht das Glas sehr leicht flüssig und widerstandsfähig gegen das Beschlagen an freier Luft.

„Die Behandlung einer polierten Fläche mit Schwefelsäure bietet ein Mittel dar, „das weitere Anlaufen des Glases wo nicht zu verhindern, doch sehr zu vermindern, „daß es in den meisten Fällen ohne Nachtheil ist, und kann daher vielmal von Nutzen sein. „Es ist zu dieser Absicht am besten, das ganze Glas in Säure zu legen, die eben nicht „konzentriert zu sein braucht."

Der zwei Jahre später verfaßte Nachtrag erklärt das Anlaufen des Glases einmal als eine Entmischung (z. B. eine Entziehung von Kali durch die Kohlensäure und die Wasserdünste der Luft) oder eine neue feste Verbindung an der Oberfläche (z. B. bei Einwirkung von Nordhäuser Vitriolöl). — Für die schützende Wirkung der Behandlung mit Schwefelsäure wird ein sehr deutlich wirkendes Beispiel nach bestimmten, dafür besonders angestellten Versuchen angegeben.

Wendet man sich nunmehr, wo diese beiden großen, gleichsam theoretischen und wissenschaftlichen, Arbeiten Fraunhofers als Glastechnikers besprochen sind, zu seinen Ergebnissen als Schmelzer, die wir oben mit der Anführung der alten Probe auf gleicher Brechung verlassen hatten, so muß hervorgehoben werden, daß er selber darüber un gemein wenig veröffentlicht hat.

Schon an sich wird er jedem Streit gern aus dem Wege gegangen sein, ferne aber stimmte es gut zu der Absicht Utzschneiders, die Glaserzeugung allein au den eigenen Betrieb zu beschränken und seinen Kundenkreis nach Kräften von de Annahme fernzuhalten, man könne auch anderswo noch brauchbares optisches Glas er halten. Aus diesem Grunde stellte Fraunhofer seinen Rohstoff besonders gern den allbekannten englischen Flintglas gegenüber, das als nicht durchgerührtes Erzeugnis s gut wie immer schlierig gewesen sein wird.

Schon bei den zur Messung der Teilzerstreuungen nötigen Prismen (L. 14 α) finde sich eine solche Bemerkung, die hier wörtlich angeführt sei: „Das Glas, welches z „solchen Prismen gebraucht wird, muß ganz frey von Wellen und Streifen sein; dahe „mit englischem Flintglase, das nie ganz frey von Streifen ist, nur die stärkeren Linie „gesehen werden. Auch das gemeine Tafel- und englische Crownglas enthält sehr viel „Streifen, wenn sie auch für das freye Auge nicht sichtbar sind." Als aber nun di Messung des Brechungsverhältnisses und der Zerstreuung durch die Verwertung de dunklen Linien im Sonnenspektrum mit besonderer Schärfe ermöglicht war, da wandt er dies neue Mittel sogleich auf die strenge Untersuchung des Werkstoffes der Ben diktbeurner Hütte an und schilderte (B 24) seine Erfahrungen dabei in folgender Weis „Nach Entdeckung der Linien im Farbenbilde aber fand ich, daß zwey solche Stück „noch sehr verschiedenes Brechungsvermögen haben können, ohne daß es auf obig „Art [mit den beiden zusammengekitteten Prismen] bemerkbar wird. Nicht nur Stück „aus verschiedenen Orten eines Schmelzhafens waren in ihrem Brechungsvermöge „merklich verschieden, sondern auch in zwey Stücken von einer Scheibe fand ich vie „mal noch sehr kenntliche Unterschiede. Ich habe es jetzt durch viele Versuche dahi „gebracht, daß aus einem Hafen mit 400 Pf. Flintglas selbst zwey Stücke, wovon eine „vom Boden, das andere von der Oberfläche des Hafens genommen ist, gleiches Brechung „vermögen haben."

Leider wissen wir nicht, wann die Verwertung der dunklen Linien durchgeführ ward. Hält man sich an die Worte in Fraunhofers Einführung zu der großen, si bekanntmachenden Arbeit: „Mehrjährige Erfahrungen in diesem Fache führten mic auf neue Methoden, das Brechungs- und Zerstreuungsvermögen zu finden", und b achtet, daß er im August/September 1809 in die Glasherstellung eingeführt wurde, Glas vergleichungen übrigens auch früher schon vorgenommen haben wird, so kann man e

für möglich halten, daß die genauen Verfahren von ihm schon angewandt wurden, als Guinand noch in Benediktbeurn tätig war.

Man kann sich denken, daß in diesem Falle die scharfe Probe den alten Schmelzmeister nicht beglückt haben wird, zumal der Vorgang im Einzelnen schwerlich zu seiner Kenntnis kam, und sicherlich von ihm nicht angenommen wurde; denn sein Vorgehen bei der Achromatisierung eines Objektivs wurde noch im Jahre 1824 — also im 7. Jahre nach der Veröffentlichung der genauen Meßverfahren durch Fraunhofer — von E. Reynier in der alten Art der tastenden Versuche beschrieben.

Als Guinand im Mai 1814 in sein Vaterland zurückgekehrt war, leitete Fraunhofer auch die Glashütte, und Utzschneider hielt sich, seinem alten Vorhaben entsprechend, durch genau, meist von eigner Hand, geführte Protokolle auf dem Laufenden. Ich gehe auf einige Zusammenfassungen, die sich dort finden, nicht im Einzelnen ein: hierzu gehörten auf dem Gebiete des Schmelzverfahrens wirkliche Kenntnisse, die ich nicht besitze.

Im Februar 1816 erhielt Fraunhofer durch eine eingehende Anfrage des Stuttgarter Hofmechanikers ... Baumann die Kunde von Bestrebungen P. L. Guinands auf optischem Gebiete, und man mußte von da an wohl mit einem Wettbewerb der westschweizer und der Benediktbeurner Hütte rechnen, einem Wettbewerb, der den Utzschneiderschen Plan einer alleinigen Verfügung über die Erzeugung optischen Glases hinfällig machen konnte und schließlich auch tatsächlich umgestoßen hat.

Wir wissen nichts über Utzschneiders Ansichten in dieser Lage, noch über Fraunhofers Stellungnahme dazu. Es ist wahrscheinlich, daß man damals mit nicht unerhört großen Opfern Guinand nach Benediktbeurn hätte zurückgewinnen können. Er pflegte ja mit sich reden zu lassen und würde wohl, wenn Utzschneider auf ihn einzuwirken versucht hätte, von seinen unwilligen und unerfüllbaren Forderungen einiges nachgelassen haben. Die acht Jahre der ihm noch zugemessenen Lebensfrist würde das Werk ihn wohl haben erhalten können. Diese versöhnliche Art der Behandlung einer sicherlich unerfreulichen Forderung hat man nicht gewählt, und zwar, wenn der Schluß aus späteren Äußerungen Utzschneiders auf diese Zeit berechtigt ist, weil man Guinand als Schmelzer merklich unterschätzt hat. Gewiß saß man, solange Fraunhofer lebte, sozusagen am langen Arm des Hebels und mochte sich wohl zutrauen, Besseres zu leisten; aber Utzschneider scheint sich nicht vorgestellt zu haben, welche Gefahr in der bloßen Errichtung einer für fremde Optiker arbeitenden Hütte lag, die an der Verarbeitung ihres Glasguts weiter keinen Anteil nahm. In der Tat hat sich das Glasgeschäft in dieser Weise entwickelt, und schließlich zog sich, wie aus früheren Darstellungen bekannt ist, die Glasschmelzerei an den Hauptbedarfsplatz, nämlich nach Paris. Diese Entwicklung hätte wohl vermieden, mindestens aber verzögert werden können, wenn man jenen Forderungen des alten Schmelzmeisters nicht so sehr von oben hinunter und völlig abweisend begegnet wäre.

Zunächst war, wie schon an anderer Stelle gesagt, die schädigende Wirkung von Guinands Hütte sehr gering, zumal dieser noch auf einen vollständigen feinoptischen Betrieb aus war, für den ihm die Mittel fehlten.

Und da hören wir 1824 bei Gelegenheit der Beschreibung des großen Rohres für Dorpat noch einmal Fraunhofers Ansichten über die Glaserzeugung im Zusammenhange: „Bekanntlich richtet sich die Wirkung der Fernrohre nicht nach ihrer „Länge, sondern nach dem Durchmesser der Öffnung des Objektivglases, so daß z. B. „bey verhältnismäßig gleich großer Vollkommenheit, dasjenige Fernrohr, dessen Objektiv „zweymal so groß ist, als das eines andern, zweymal größere Wirkung hervorbringt.

„Die Schwierigkeiten, welche sich finden, um größere achromatische Fernrohre ver-„hältnismäßig ebenso vollkommen zu machen, wie kleinere, nehmen nicht in dem „Verhältnisse der Durchmesser der Objektive zu, sondern noch mehr als im Verhält-„nisse des Kubus desselben. Da es bisher nicht gelang, diese Schwierigkeiten zu be-„seitigen, so waren diejenigen größeren achromatischen Fernrohre, deren Objektive „mehr als 48 Linien [= 10,8 cm] Öffnung hatten, [169] welche man zu verfertigen „versuchte, nicht mehr verhältnismäßig ebenso vollkommen als kleinere, und bei noch „größeren nahm ihre Wirkung ab. Eine der Schwierigkeiten war, daß das Glas „dessen man sich zur Verfertigung der Objektive bediente, nicht in dem Grade voll-„kommen erzeugt werden konnte, wie es bei großen Fernrohren vorausgesetzt werden „muß. Das englische Flintglas hat nämlich wellenförmige Streifen, welche das durch-„fahrende Licht unregelmäßig zerstreuen. Da in einem größeren und dickeren Glase „mehr dieser Streifen enthalten sind, als in einem kleineren, dieses aber, wenn die „Wirkung zunehmen soll, der umgekehrte Fall seyn muß, so nahm bey Objektiven von „bedeutenden Durchmessern die Wirkung ab. Auch das englische Crownglas, sowie „jedes Glas, dessen man sich bisher bediente, hat diese wellenförmigen Streifen, welche, „ob sie schon für das freye Auge nicht immer sichtbar sind, dennoch den Lichtstrahlen, „durch ungleiche Brechung, eine falsche Richtung geben. Das baierische Flint-, sowie „auch das Crownglas, ist von diesen Streifen frey und völlig gleich dicht. Da sich „das Flintglas von dem gewöhnlichen Glase hauptsächlich nur in dem größeren „Farbenzerstreuungsvermögen unterscheidet, und diese Zerstreuung im englischen Flintglase „zu der des gemeinen Glases sich wie 3 : 2 verhält, im baierischen Flintglase aber „wie 4 : 2, so ist letzteres auch in dieser Beziehung in dem angegebenen Ver-„hältnisse besser."

Ich bin der Meinung, daß mit den Worten „jedes Glas, dessen man sich bisher bediente" auch das Guinandsche Erzeugnis gemeint ist. Einen deutlicheren Hinweis auf den alten Erfinder und Mitarbeiter hat Fraunhofer meines Wissens, wie bereits gesagt, nie gegeben. In dieser Hinsicht taten beide Anstalten, die in Benediktbeurn und die in Les Brenets im Todesjahre P. L. Guinands das Gleiche, indem sie von-einander in ihren Veröffentlichungen nicht redeten; für P. L. Guinand war damals sein getreuer Schüler E. Reynier der Sprecher.

Von Fraunhofer selbst liegt zur Glasherstellung nur noch der Bericht vor, den er auf seinem letzten Lager seinem Freunde v. Leprieur in die Feder diktiert hat. Es handelt sich darin um die Herstellung von Kronglas, und die peinliche Sorgfalt, die darin der Verwendung möglichst reiner Bestandteile des Satzes gewidmet ist, gibt wohl einen guten Einblick in die Zuverlässigkeit und Treue, mit der Fraunhofer seinen Pflichten nachkam. Veröffentlicht wurde diese Niederschrift, über die es bald nach ihrer Entstehung zu heftigen Auseinandersetzungen gekommen zu sein scheint, erst von Hrn. R. Swinne im Mai 1924.

Von Zeitgenossen aus Fraunhofers Bekanntschaft haben sich namentlich die Wiener Gelehrten zu den Glasfragen vernehmen lassen. So berichtete S. Stampfer 1828, daß Fraunhofer nach dem Jahre 1818 ein weniger stark zerstreuendes Flint für seine Fernrohre verwandt habe als bis zu dieser Zeit. Und J. J. Prechtl erwähnt im gleichen Jahre eine sonst nicht bekannte Äußerung Fraunhofers. Dieser habe ihm mitgeteilt, die Herstellung reiner Flintglasscheiben auch zu ganz großen Objektiven unterliege keinen Schwierigkeiten, und er, der Berichtende, habe dort Scheiben gesehen, die zu Objektiven von 15 bis 18 Zoll [= 41 bis 49 cm] mehr als hinreichend gewesen seien.

Man wird damit auf etwas spätere Äußerungen zeitgenössischer Gelehrter, z. B. M. Faradays aus dem Jahre 1829, geführt, die zwar keine zahlenmäßigen Angaben machen, aber in erfreulicher Weise den ganz großen Eindruck bestätigen, den ein großer Gelehrter ungeachtet der mehr oder minder undeutlich an ihn gelangenden Nachrichten von unserm Helden erhalten hatte und an seine Landsleute weitergab. Hier kann J. Fr. W. Herschel der Mittelsmann gewesen sein, der vor dem September 1825 Fraunhofern besucht und einen ganz starken Eindruck von seiner Bedeutung als Techniker und Wissenschafter heimgebracht hatte.

Es ist nur selbstverständlich, daß sich in der Öffentlichkeit bald eine Unsicherheit zeigte, ob man in Benediktbeurn auch nach dem Tode des großen Technikers weiterhin gute Scheiben von so gewaltigen Ausmaßen werde erhalten können, und die Antwort scheint dort nicht ganz ohne Leidenschaftlichkeit gegeben worden zu sein. Man darf dabei nicht vergessen, daß, wie oben betont, Utzschneider von Anfang an sich auch persönlich an den Schmelzen beteiligt hatte, im Besitz genauer Aufzeichnungen darüber war und jedenfalls Sachkunde genug hatte, um Schmelzen der gewohnten Glasarten erfolgreich ansetzen und durchführen zu können. Es ist wohl nicht ganz von der Hand zu weisen, daß er die oben erwähnte Unsicherheit als den Ausdruck eines Mißtrauens gegen seine eigenen Leistungen ansah und etwas gereizt behandelte. Daß er die mehr oder minder mittelbar für P. L. Guinand erhobenen Ansprüche der um Henri Guinand gebildeten Genossenschaft in Choisy le Roy mit Schärfe zurückwies, da sie in ihrer ganzen Form unrichtig waren, wird man auch dann verstehen, wenn man bedauert, daß daneben der alte Streit um das Verdienst P. L. Guinands wieder auflebte. Als dessen Vertreter stellte sich nunmehr, 1829, Aimé Guinand ein, und wir verdanken seiner eingehenden Schilderung Kenntnisse zu der Lebensgeschichte seines Vaters, die sich erst in der allernächsten Vergangenheit haben noch mehr verdeutlichen und stellenweise berichtigen lassen.

Bei Utzschneiders vorgerücktem Alter, er war bei seiner Veröffentlichung in der Augsburger Allgemeinen Zeitung bereits 66 Jahre, wird man sich nicht allzusehr wundern, daß er die namentlich durch Henri Guinands Tatkraft seiner Gründung drohende Gefahr nicht klar genug ins Auge faßte. Wenn meine Auffassung richtig[1]) ist, so hat er schon die so ungemein bedeutungsvollen Versuche Fraunhofers, Glaspaare mit besser übereinstimmendem Gange der Zerstreuung zu schmelzen, lange nicht genügend gewürdigt, sondern scheint zufrieden gewesen zu sein, wenn die Beschaffung der gewohnten Glasarten ohne wesentlichen Anstoß gelang. So hat er jedenfalls auch immer an seinem alten Plan von 1805 festgehalten, Glas nur für seinen eigenen Gebrauch zu schmelzen und unter keinen Umständen unverarbeitet abzugeben, und leider haben seine Nachfolger an dieser Auffassung wie an einem Glaubenssatz festgehalten.

Auf der andern Seite muß man aber, um nicht ungerecht zu sein, auf die sehr großen Opfer hinweisen, die J. Utzschneider aus eigenem Besitz für seine Hütte zur Bereitung optischen Glases gebracht hat. Ich führe Fr. v. Thierschens Schlußworte von Anm. 14 auf S. 29 als Beweis dafür an. „Erst im Laufe mehrerer Jahre „kam er mit der Sache zum Ziele. Anfangs beym Flintglas, dann beym Crownglas. „Die Unkosten aller, jahrelang fortgesetzten Versuche sollen sich auf 80000 fl „[= 137000 G.-M.] belaufen haben, welche von Utzschneider aus dem Ertrage seiner

[1]) S. aber Hrn. Richters Ansicht auf S. 281 Anm. 1.

„damals in schwunghaftem Betriebe stehenden Tuch- und Lederfabriken geschöpft „wurden."

Beachtet man, daß nach den uns heute vorliegenden Angaben — sie sind alle nicht aktenmäßig zu belegen — die Ausgaben des englischen Staats für die von M. Faraday geleiteten Glasversuche um 1829 (s. die Naturw. 1924. **12.** 792 *r*) 122000 G.-M. also 89 % der Utzschneiderschen betrugen, während der französische Minister des Innern in bar 12200 G.-M. (s. ebenda S. 790 *l*) aufzuwenden gedachte, so wird man von Utzschneiders Weitherzigkeit und Opferbereitschaft für seinen Plan nicht eben niedrig denken können.

Von Herrn A. Seitz ist noch ein Aufsatz zur Schmelztechnik aus der Merzischen Zeit zu erwarten, und es ist wohl denkbar, daß dort noch weitere Aufschlüsse über Fraunhofersche Verfahren zu gewinnen sind.

Uns Nachfahren ist es unbegreiflich, daß Utzschneider die Versuche der bedeutendsten französischen Optiker, von N. J. Lerebours zunächst, aber auch von R. A. Cauchoix, Sternrohre mit sehr beachtlichen Objektivdurchmessern anzubieten, nicht ernsthafter gewürdigt hat. Schon die Schumacherschen Astronomischen Nachrichten boten ihm Kunde genug von solchen Versuchen großen Maßstabes, und das Erstarken neuer optischer Werkstätten im deutschen Sprachgebiete wie der von J. Fr. Voigtländer und der von G. S. Plößl in Wien sowie von Pistor und Martins in Berlin sollten ihm eigentlich gezeigt haben, daß sein Monopolgedanke für das optische Glas nicht mehr an der Zeit war. Das Feldstechergeschäft, das seit 1823, dem Jahre endgültiger Einführung der doppelten Operngläser, zunächst und lebhaft in Wien und Paris, aber schließlich einigermaßen doch auch in München selbst aufblühte, hätte ihn ferner erkennen lassen können, daß sich die Zeit ihrem Ende näherte, wo die Leistungsfähigkeit eines optischen Hauses im wesentlichen nach dem Durchmesser der Riesenobjektive bemessen wurde, die es für die eine oder die andere Sternwarte lieferte.

Aber von einem solchen freien Umblick merken wir nichts: Die Leitung des so wunderbar aufgeblühten Unternehmens war gleichsam versteinert und konnte keine Fortschritte über den wissenschaftlichen Stand hinaus mehr machen, den ihr großer Teilnehmer erreicht hatte. Das zeigt sich besonders an der merkwürdig teilnahmslosen Haltung gegen die optischen Massenwaren der Zeit, das doppelte Opernglas und — nach 1839 — die Aufnahmelinsen. In rein technischer Beziehung vermochte man für große Fernrohrobjektive eine achtungswerte Höhe einzuhalten, obwohl man verhältnismäßig bald hinter den Scheibengrößen Frankreichs und der Schweiz zurückblieb. Dem heutigen teilnehmenden Beobachter erregt es großen Kummer, die nach Fraunhofers Weisungen schmelzende Benediktbeurner Hütte durch eigene Wahl aus dem Wettkampf ausgeschaltet zu sehen: Der Glasbedarf, den heimische Herstellungsorte wie Wien, Braunschweig und Rathenow — um ihrer nur die wichtigsten zu nennen — spürten und zweifellos gern im deutschen Sprachgebiete gedeckt hätten, ging der Benediktbeurner Hütte nicht allein verloren, sondern stärkte unmittelbar die ausländischen Betriebe. Wenn man beachtet, daß noch 1848, also 22 Jahre nach Fraunhofers Tode, die Begründung der leistungsfähigen englischen Hütte für optisches Glas gelang, so kann man ermessen, wie rasch nach menschlicher Voraussicht Benediktbeurn als eine alle Welt beliefernde Glashütte aufgeblüht wäre, hätte dem nicht Utzschneiders Starrsinn entgegengestanden. Daß andere Leute aus dem Münchener Kreise anders dachten, lehren uns die gleichsam abgeleiteten und nicht recht lebenskräftigen Gründungen von Woerle- v. Ruedorffer in Kohlgrub und von J. Waldstein in Wien,

beide in den 30er und 40er Jahren durch abwendig gemachte Benediktbeurner Glasarbeiter betrieben und imstande, optisch verwertbares Glas zu liefern.

Daß diesen Wasserreisern an dem Baume der Benediktbeurner Hütte besonders die technische Leitung, aber wohl auch die Geldmittel mangelten, ist wohl gar nicht zu bezweifeln, und steigert unser Bedauern, daß Utzschneider selber nicht diesen neuen Weg beschritt und ihn ohne solche Hemmungen verfolgte.

Dem großen Benediktbeurner Techniker aber sollte durch die Tätigkeit von E. Abbe und O. Schott und ihre wundervollen Erfolge zwei Menschenalter nach seinem Tode eine späte aber glänzende Rechtfertigung gegeben werden. Diese neue Anstalt aus den wissenschaftlichen Anregungen Abbes empfangen, durch O. Schotts Beherrschung der Technik ins Leben gesetzt, von der Opferfreudigkeit einsichtiger Personen und staatlicher Körperschaften befördert, ließ die unermeßliche Überlegenheit der in Fraunhofers Art wissenschaftlich begründeten und sorglich durchdachten Führung als einen ewigen Leitstern erkennen und stellte die Hütten für optisches Glas gerade infolge der Weitersteckung des Zieles durch Abbe unter die Verheißung:

Im Zeichen der Wissenschaft sollst Du siegen.

Anmerkung. Bei dem eingangs wiedergegebenen Bilde Fraunhofers 1826 handelt es sich um eine nach der Waldherrschen Zeichnung von Vogel in Nürnberg ausgeführte Ätzung. Der hier als Vorlage verwendete Abzug in der Zeissischen geschichtlichen Sammlung kam heraus. Doch ist aus zwei Gründen nicht anzunehmen, daß das Blatt erst damals entworfen worden wäre. Einmal zeigt der 1887 von E. Voit wiedergegebene Stich Fraunhofern entschieden älter, mit tiefer hinabreichendem Backenbart sowie längerem, abgemagertem Antlitz, und ferner würde nach 1824 der bayrische Orden von dem für weite Kreise arbeitenden Unternehmen vermutlich nicht weggelassen worden sein. Es erscheint nicht ausgeschlossen, daß dieses Blatt entstand, als Fraunhofer im Dezember 1819 — also in seinem 33. Lebensjahre — auf der Münchener Gewerbeausstellung mit einer Schaumünze ausgezeichnet worden war und damit zuerst in den Gesichtskreis weiterer Schichten trat. Die Zeichnung muß damals gut als gut gegolten haben, da sich die oben erwähnte, wahrscheinlich spätere Darstellung für die Haartracht, den Schnitt des Rockes und die Faltung des Halstuches offensichtlich an diese Vorlage gehalten hat. *M. von Rohr.*

Untersuchungen an einer Kreisteilmaschine.

Von
Dipl.-Ing. **L. Fritz** in Hannover.

1. Einleitung.

Die nachstehende Arbeit beschäftigt sich mit Untersuchungen an einer Kreisteilmaschine, die dem Geodätischen Institut der Technischen Hochschule Hannover gehört. Diese Maschine befindet sich von jeher im Besitz des Instituts. Sie erwies sich aber, als es sich darum handelte eine Reihe von Nonientheodoliten, die in der Werkstätte des Instituts für Übungszwecke hergestellt worden waren, mit einer geeigneten Teilung zu versehen, als unbrauchbar. Im Auftrag des Institutsvorstehers wurde sie deshalb im Jahre 1910 durch die Firma Gustav Heyde Dresden umgebaut und eine neue Teilung automatisch aufgetragen.

Sie arbeitet nach dem Kopierverfahren, und es wurde mit ihr im Laufe der Jahre eine Reihe von Neuteilungen von Theodoliten des Instituts hergestellt. Diese Instrumente waren ihrem Zweck entsprechend nur mit Nonien, deren Angabe höchstens bis auf 20" herunterging, versehen. Um über die Genauigkeit der Teilung einige Anhaltspunkte zu gewinnen, und um beurteilen zu können, ob auch Teilungen für

höhere Genauigkeitsansprüche mit ihr hergestellt werden können, beauftragte mich der Institutsvorsteher, Herr Geh.-Reg.-Rat, Professor Dr. Oertel, mit einer möglichst gründlichen Untersuchung der Maschine. Ich bin Herrn Geh.-Rat. Oertel für die Anregung der Arbeit und die Ratschläge bei ihrer Durchführung zu großem Dank verpflichtet, den ich auch an dieser Stelle aussprechen möchte.

Es sollte versucht werden, die Strichfehler zu bestimmen, nachdem im Jahre 1924 bereits eine Bestimmung der Durchmesserfehler nach dem Besselschen Einschaltungsverfahren durch den vereidigten Landmesser Herrn Binnewies ausgeführt worden war, welche relativ kleine Werte für die Durchmesserfehler ergeben hatte. Dem diesmaligen Untersuchungsvorgang liegt das in den Veröffentlichungen von Schreiber und Bruns näher beschriebene Verfahren, die sogenannte „Rosettenmethode", zugrunde. Bevor hierüber Näheres folgt, möge eine kurze Beschreibung der Teilmaschine vorausgehen.

2. Beschreibung der Maschine.

Auf einem kräftigen, dreibeinigen eichenen Bock, dessen Beine gut gegeneinander versteift sind, befindet sich etwa 65 cm über dem Boden eine eiserne Platte von 65 cm Durchmesser und 1,5 cm Dicke. In der Mitte ist diese Platte durchbohrt und durch sie die Achsbüchse durchgesteckt; beide sind durch kräftige Schrauben mit einander verbunden. Der äußere Durchmesser der Achsbüchse beträgt 6,0 cm. In ihr bewegt sich der Zapfen von 32,0 cm Länge derart, daß er auf einer Entlastungsspitze ruht, deren Einstellung am Boden der Achsbüchse vorgenommen werden kann. Dieser Zapfen besitzt am unteren und oberen Ende je einen 3,0 cm breiten Laufkonus, während der zwischen beiden liegende Teil ausgespart ist. Das Material der Achsbüchse ist ebenso wie das des Zapfens Gußeisen. Am oberen Ende des Zapfens befindet sich die Kreisscheibe mit der Mutterteilung. Sie besteht aus einem Bronzekranz von 53,0 cm Durchmesser, der auf seinem Rande eine Zahnung trägt. In seine Oberfläche ist ein Silberstreifen eingelassen von 52,0 cm Durchmesser, auf dem die Teilung aufgetragen ist. Acht Speichen von 14,0 cm Länge und 5,0 cm Breite in T-Profil verbinden den 4,5 cm breiten äußeren Rand mit der auf dem oberen Zapfenende befestigten Scheibe von 16,0 cm Durchmesser. Dadurch wird eine sehr große Stabilität erreicht. Zur Feineinstellung dient eine an geeigneter Stelle angebrachte Hohlschraube. Auf einer Schiene, die fest mit der eisernen Grundscheibe verbunden ist, befindet sich das von Hand zu betätigende Reißerwerk, sowie das Einstell-Mikroskop. Vor der Untersuchung der Teilung wurden diese letzteren Einrichtungen jedoch entfernt und nur die Schiene zur Anbringung von Mikroskopen benutzt.

Der Aufstellungsort der Maschine befindet sich im Übungsraum des Instituts über einem Türgewölbe zwischen zwei starken Mauerpfeilern. Sie ist dadurch gut gegen Erschütterungen geschützt. Zum Schutz gegen das Eindringen von Staub usw. dient ein kräftiger, in seinem oberen Teil mit Glas abgedeckter Holzkasten, unter dem sie sich im unbenutzten Zustande befindet.

3. Beleuchtungseinrichtung.

Wie weiter unten dargelegt werden wird, erfolgten alle Beobachtungen mittels vier von Fall zu Fall in verschieden großen Abständen angebrachten Mikroskopen. Zu deren Beleuchtung diente eine einfache Vorrichtung, die für diesen Zweck in der Institutswerkstätte besonders hergestellt wurde. Der Achszapfen, welcher über die Scheibe des Kreises hinaus etwa 5 cm verlängert ist, erhielt einen Aufsatz aus Messing

Von diesem gingen vier bewegliche Arme zu den Mikroskopen, welche die Zuleitungsdrähte für den Strom enthielten. An den den Mikroskopen zugekehrten Enden sind sie rechtwinklig nach unten abgebogen und enden ungefähr in der Höhe der Illuminatoren der Mikroskope. Hier wurde eine kleine Glühbirne so befestigt und abgeblendet, daß sie ihr Licht ausschließlich auf die Illuminatoren warf. Nach oben war sie frei, so daß die geringe entstehende Wärme leicht unschädlich entweichen konnte. Eine direkte Bestrahlung der Teilung selbst war hierdurch völlig vermieden und von den wenigen Wärmestrahlen, die die Illuminatoren durch die vor ihnen zur Erzeugung diffusen Lichtes angebrachten Blenden aus Transparentpapier trafen, durfte nach mehrfachen Untersuchungen angenommen werden, daß sie ohne Einfluß auf die Ablesungen blieben. Gespeist wurden die Lampen durch eine Akkumulatorenbatterie von 8 Volt Spannung. Die Helligkeit in den Mikroskopgesichtsfeldern konnte derart geregelt werden, daß sie auch bei längerer Dauer der Beobachtung konstant blieb. Bei der Wichtigkeit, welche die Beleuchtung des zu bestimmenden Striches bei der Einstellung der Mikroskope hat, wurde weiterhin dafür Sorge getragen, daß die Stellung der Lichtquelle zum Illuminator während der Dauer unveränderter Mikroskopstellung gleichfalls möglichst unverändert blieb, was unschwer zu erreichen war. Es wurde auf die Erfüllung dieser Bedingung größtes Gewicht gelegt, weil die Erfahrung gezeigt hat, daß gerade derartige Beobachtungen dadurch leicht systematischen Fehlern unterliegen, daß die einzustellenden Striche nicht durchweg gleichmäßig beleuchtet sind.

4. Einige Bemerkungen über die Teilung.

Über die Beschaffenheit der Teilung des Mutterkreises sind noch einige Angaben zu machen. Das kleinste Teilungsintervall beträgt zehn Minuten. Beziffert ist jeder zehnte Gradstrich. Die Gradstriche mit gerader Nummer sind etwas länger gezogen, als jene mit ungerader Nummer. Diese Art der Bezifferung hat sich als sehr unpraktisch und einem flotten Arbeitsgang als recht hinderlich erwiesen. Die Gesichtsfelder der Mikroskope waren noch dazu in der Strichrichtung durch den Fadenrahmen derart beengt, daß es unmöglich war, sowohl Strich wie etwaige Bezifferung gleichzeitig zu übersehen. Ich stellte daher zwei Hilfsmikroskope lediglich zum Einstellen auf, die nur die Strichspitzen erkennen ließen, dafür aber ein gesichertes Erkennen der Bezifferung zuließen. In den eigentlichen Beobachtungsmikroskopen kamen dagegen die Striche voll zur Geltung. Sie ließen diese fast ihrer ganzen Länge nach übersehen. Natürlich blieb nun noch immer das zeitraubende Einstellen der nicht bezifferten Striche. Die Stricheinstellung erfolgte bei diesen derart, daß jeweils als Einstellstelle derjenige Punkt der vollen Gradstriche gewählt wurde, durch den die gedachte Verbindungslinie der Spitzen des Präzedens- und Sequensstriches hindurchging. Dies geschah aus zwei Gründen. Einmal wollte ich diese Stellen so auswählen, daß später der Anschluß der Zwischenstriche bequem möglich war, und zum anderen war ich direkt gezwungen, auf die Einstellung der ganzen Strichlänge zwischen das bewegliche Fadenpaar zu verzichten, weil ein völliger Parallelismus zwischen den Fäden und den Strichen nicht zu erreichen war. Es sitzen nämlich eine Reihe von Strichen nicht genau radial in der Teilung, sondern sie bilden mit ihrem zugehörigen Radius einen Winkel. So ergab z. B. für den Strich 299^0 bei der Einstellung der Strichspitze die Trommelablesung 21,7″, während die Einstellung der Strichwurzel die Ablesung 23,8″ lieferte: also einen um 2,1″ größeren Wert. Auch bei einer Anzahl von anderen Strichen traten solche Verschiedenheiten der Ablesungen bei Spitzen- und Wurzeleinstellung auf, wenngleich die Differenzen nicht den obigen

beträchtlichen Wert erreichten. Zur Erklärung dieser Erscheinung findet sich in Untersuchung[1]), S. 33, eine Mitteilung der Firma Heyde, die auch für die vorliegende Teilmaschine zutrifft. Die Strichenden sind nicht, wie vielfach üblich, in eine feine Spitze ausgezogen, so daß deren Pointierung nicht in Frage kommen konnte. Da übrigens die Teilung im Laufe der Jahre etwas trübe geworden war, so wurde sie vor Beginn der Beobachtungen gereinigt und die Striche wieder frisch geschwärzt.

Die Vorarbeiten.

5. Untersuchung der Mikroskope.

Bei der Teilmaschine fanden sich zwei Mikroskope der Firma Heyde vor. Das eine derselben, das sehr stabil befestigt ist, dient beim Teilungsvorgang als Einstell-Mikroskop. Es befindet sich auf der Schlittenführung oberhalb der Hohlschraube. Ferner ist noch ein zweites gleichartiges Mikroskop beigegeben, das an einem verschiebbaren Halter leicht angebracht werden kann; es soll wohl für rohe Untersuchungszwecke Verwendung finden. Die beiden Mikroskope haben etwa 18-fache Vergrößerung. Die Trommeln sind in 100 partes geteilt; sechs Umdrehungen sind gleich einem Intervall der Teilung $= 10''$. Außer diesen beiden Mikroskopen standen noch zwei weitere nicht zur Maschine gehörige zur Verfügung, die älteren Herstellungsdatums sind. Ihre Trommeln sind ebenfalls in 100 partes geteilt, ihre Vergrößerung ist etwa 25-fach. Das Gesichtsfeld beträgt bei jenen rd. 1 Grad, bei diesen nur etwa $^1/_2$ Grad. Es zeigte sich bald, daß diese beiden letzteren Mikroskope nach den Seiten hin beträchtlich verzeichnen, so daß schon die Striche rechts und links von der Mitte des Mikroskopfeldes unscharf erscheinen. Als ihre Untersuchung nachher noch ergab, daß ihre Schrauben auch merkliche periodische Fehler haben, verzichtete ich auf ihre Verwendung. Entgegenkommenderweise stellte mir die Firma G. Heyde, Dresden, vier ziemlich genau gleiche Mikroskope zur Verfügung, so daß ich auf alle vorhandenen Verzicht leisten konnte. Für die Überlassung sei der Firma Heyde bestens gedankt. Die nächste Aufgabe war nunmehr, diese Mikroskope bezüglich eines etwa vorhandenen toten Ganges sowie fortschreitender und periodischer Fehler ihrer Schrauben zu untersuchen. Ferner sollten sie so justiert werden, daß 1 rev. $= 1'$ war, d. h. (bei 60 Trommelteilen) $1^p = 1''$ betrug, und daß ferner der Run bei allen ungefähr gleich groß war.

Die zur Ermittlung dieser Größen vorgenommenen Untersuchungen sollen zunächst kurz beschrieben werden. Die Mikroskope tragen die eingravierte Bezifferung I, II, III, IV. Alle vier wurden auf die Teilung eingestellt und in der üblichen Weise justiert. Eine vorläufige Prüfung des Run ergab, daß dieser nur klein war. Danach brachte ich einen beliebigen Strich, der sich besonders deutlich abzeichnete, unter das Mikroskop und stellte ihn dort ungefähr zwanzigmal hintereinander ein. Einmal geschah dies durch Rechtsherumdrehen, also auf die gewöhnliche Art, das anderemal links herum (mit der Federspannung). Zeigte sich hierbei eine konstante Verschiedenheit dieser Werte links minus rechts, so konnte die Hälfte dieser Abweichungen im Mittel als Betrag des toten Ganges bezeichnet werden. Er erwies sich als äußerst gering und schwankte zwischen $0{,}02''$ und $0{,}04''$, war praktisch somit bedeutungslos und konnte einfach dadurch ausgeschaltet werden, daß alle Einstellungen in der üblichen Weise durch Rechtsherumdrehen der Trommel (also gegen die Federspannung) vorge-

[1]) Spanuth, Untersuchung eines automatisch geteilten Kreises, Diss. Leipzig 1913, hier wie auch weiterhin zitiert „Untersuchung".

nommen wurden. Hand in Hand mit dieser Untersuchung ging die Ermittlung des mittleren Fehlers einer Strichablesung. Er ergab sich für die einzelnen Mikroskope etwas verschieden, was sich durch den verschieden großen Fadenabstand der beweglichen Fadenpaare zwanglos erklären läßt, und betrug im Mittel $\pm 0{,}19''$ für alle vier Mikroskope, was mit anderwärts gefundenen Werten gut übereinstimmt. Die Feststellung von etwa vorhandenen fortschreitenden Fehlern der Schrauben wurde in der Weise vorgenommen, daß ich jeweils ein Intervall von der Größe zweier Umdrehungen der Schraube an aufeinander folgenden Stellen derselben maß. Es wurde dies derart ausgeführt, daß ich auf dem Limbus ein Intervall, das durch zwei beliebige Kennzeichen (leichte Verletzungen des Silberstreifens) gebildet wurde, ungefähr 25mal auf derselben Stelle der Schraube ausmaß, dann durch Verschieben im Gesichtsfeld um zwei Schraubenumdrehungen die Messung an anderen Stellen der Schraube wiederholte. Die erhaltenen Ergebnisse stimmen innerhalb der Einstellungsgenauigkeit genügend überein, so daß die Schrauben aller vier Mikroskope als frei von fortschreitenden Fehlern bezeichnet werden können. Hierauf wandte ich mich der Untersuchung der periodischen Fehler der Schrauben zu. Zu deren Ermittlung benutzte ich das von Winnecke, Astr.-Nachr., Bd. 92, angegebene Verfahren, das hier kurz angedeutet sei. Auf das Okular des Mikroskops wird ein Kalkspatprisma so aufgesetzt, daß es um seine Achse gedreht werden kann, sonst aber festsitzt. Infolge der Doppelbrechung dieses Kristalls entsteht neben dem ordentlichen Bild noch ein außerordentliches in variablem Abstand von ersterem. Diesen Abstand machte ich nun ziemlich genau $= 0{,}3$ rev. und maß ihn mittels des beweglichen Fadenpaares von 0,1 rev. zu 0,1 rev. fortlaufend durch zwei bis vier Schraubenumdrehungen. Die Schraubenintervalle waren so gewählt, daß sie möglichst gleichmäßig zu beiden Seiten der Nullstellung lagen. Dies geschah mit Rücksicht darauf, daß bei den späteren Messungen diese Stellen der Schraube für die Beobachtungen in erster Linie in Frage kamen. Mißlich war bei der ganzen Art der Untersuchung der Lichtverlust, der durch die Verwendung des immerhin einige Millimeter dicken Kristalls auftrat. Dadurch und durch die etwas verwaschenen Ränder der Bilder ging natürlich die Einstellungsgenauigkeit etwas zurück im Mittel auf $\pm 0{,}26''$. Dieser Betrag ist gegen den oben erwähnten etwas erhöht und infolge der Anordnung der Beobachtungen frei vom Einfluß der periodischen Fehler der Schrauben. Immerhin ist der Unterschied beider Beträge so gering, daß davon abgesehen werden konnte, auch noch eine andere Untersuchungsmethode zum Vergleich heranzuziehen. Legt man als Ausgleichsformel:

$$y = u + a \cdot \sin u + b \cdot \cos u$$

zugrunde, worin u die Trommelablesung bedeutet und die Glieder höherer Ordnung unberücksichtigt geblieben sind, so ergaben sich für die Größen a und b die Werte

Mikroskop	a	b
I	$+ 0{,}03''$	$- 0{,}01''$
II	$+ 0{,}05''$	$- 0{,}00''$
III	$+ 0{,}09''$	$+ 0{,}10''$
IV	$+ 0{,}06''$	$- 0{,}05''$

Wie hieraus ersichtlich, ergeben sich die Koeffizienten a und b sämtlich so klein, daß die Korrektionen vernachlässigt werden dürfen.

Nunmehr wandte ich mich der Eichung der Mikroskope zu. Wie erwähnt, hatte sich der Run als ziemlich gering ergeben, nachdem die Mikroskope aufgestellt

worden waren. Den auf S. 292/3 erwähnten Versuchen haftete jedoch der Nachteil an, daß bei Ausmessung eines Intervalles zwecks Runbestimmung die Strichfehler mit in die Bestimmung eingingen. Aus diesem Grunde verfuhr ich derart, daß ich jedes Intervall, das zur Runbestimmung herangezogen wurde, in jedem Mikroskop einstellte. Auf diese Weise hoffe ich die Fehler der Intervalle durch die vierfache Ausmessung zu einem Teil eliminiert zu haben. Restlos bequem ließ sich dies Verfahren bei der Zahl von vier Mikroskopen naturgemäß nur durchführen, wenn diese in 90^0 Abstand voneinander aufgestellt waren. Der Einfachheit halber mögen nachstehend die erhaltenen Werte für diesen Fall angeführt werden. Um die Beobachtungen zu vermehren, beschränkte ich mich nicht nur darauf, ein Intervall auszumessen, sondern verfuhr derart, daß ich jeweils das Intervall vor und nach dem vollen Gradstrich einstellte. Ferner wurde eine Anzahl über den ganzen Kreis verteilter Messungen ausgeführt und deren Ergebnisse einfach gemittelt.

Die nachstehende Tabelle gibt hierfür ein Beispiel für die $R(4{,}0^0)$ [1]) und den Winkelabstand 90^0:

Mikr.	0^0		90^0		180^0		270^0		Summe	Mittel
	$359^0\,50'$	$0^0\,10'$	$89^0\,50'$	$90^0\,10'$	$179^0\,50'$	$180^0\,10'$	$269^0\,50'$	$270^0\,10'$		
I	599,4	600,9	600,4	599,5	600,9	601,3	599,5	599,2	4801,1	600,14
II	600,5	600,4	601,3	600,4	599,9	600,1	600,0	600,1	4802,7	600,34
III	599,0	597,4	598,0	597,7	596,6	599,1	596,8	599,2	4783,9	597,99
IV	600,8	599,9	600,2	600,8	601,2	601,2	601,1	601,2	4806,4	600,80
								Mittel:	4798,52	599,82

4798,52 partes = 4800,00″; 1 pars = 0,9996″ = 1,00″.

Bei den übrigen Winkelabständen wurde das Verfahren jedesmal sinngemäß angewendet. Auch hierbei ergab sich ziemlich genau der gleiche Betrag für den Wert eines Trommelteiles.

6. Untersuchung des Achsganges.

Eine besonders wichtige Frage, der nunmehr näher getreten werden mußte, ist die über den Gang der Achse der Maschine. In Bemerkungen[2]), Seite 91, ist gezeigt, von welcher Bedeutung für die Sicherheit der Bestimmung der Strichfehler die Kenntnis dieses Ganges ist. Es wurde deshalb von vornherein das Augenmerk darauf gerichtet, hierüber eine einigermaßen gesicherte Feststellung zu erlangen, insonderheit darüber Aufschluß zu erhalten, ob die Bewegung der Achse lediglich exzentrisch zum Mittelpunkt der Mikroskope erfolgt, oder ob sie bei der Drehung eine unregelmäßige Bewegung ausführt. Gerade bei Beantwortung dieser Fragen, welche für die vorgelegte Aufgabe von fundamentaler Bedeutung ist, wurde das Fehlen einer entsprechenden größeren Anzahl von Mikroskopen als wesentlicher Mangel empfunden. Erst deren Verwendung hätte eine gründliche Untersuchung des Achsganges nach allen Richtungen hin erlaubt. Da es gerade im vorliegenden Falle von großer Wichtigkeit war, hierüber weitergehende Beobachtungen zu erzielen, so habe ich mich auf folgende Weise beholfen. Die vier Mikroskope wurden im Abstand von 90^0 angebracht, und die $R(4{,}0^0)$

---

[1]) Das Symbol $R(4{,}0^0)$ bedeutet eine Rosette von vier gleichmäßig über den Kreis verteilten Strichen, deren erster 0^0 ist, während die übrigen im Abstand $\frac{360^0}{4} = 90^0$ folgen.

[2]) Bruns, Bemerkungen über die Untersuchung von Kreisteilungen, Berichte der Kgl. Sächs. Ges. der Wissenschaften, Leipzig 1912., zitiert: Bemerkungen.

sechsmal hintereinander beobachtet, wie in Untersuchung, § 27, angegeben. Auch hier wurde die Ausgleichung bis zu den Werten $X(r)$, $Y(r)$ (vgl. Bemerkungen S. 93ff.) durchgeführt, und ihr Ergebnis in Fig. 1 dargestellt. Daneben war noch der mittlere

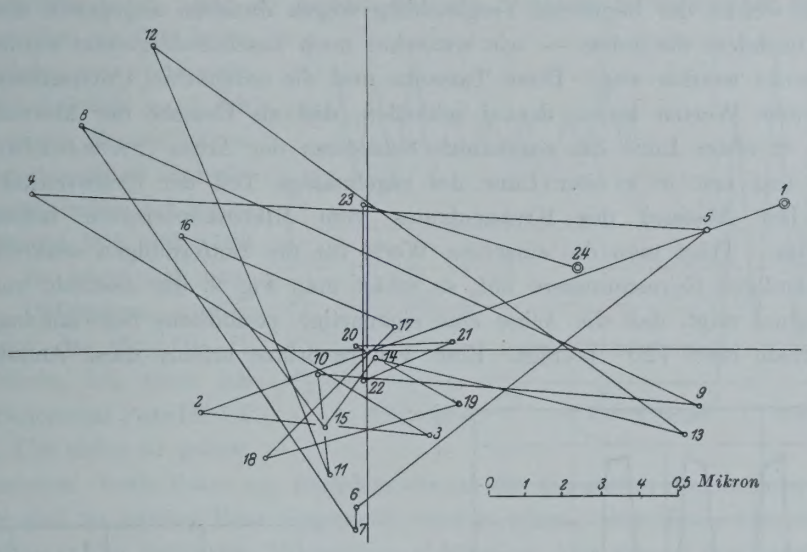


Fig. 1.

Fehler einer Mikroskopablesung berechnet und im Mittel aus allen 24 Gyri der Betrag von $\pm$ 0,64″ gefunden worden. Dieser erhebliche Betrag des mittleren Fehlers, sowie der eigenartige Verlauf der Bewegung der Achse, wie sie die Figur wiedergibt, ließen den Schluß zu, daß im Achsgange irgendwelche Störungen vorhanden sein mußten, welche die Ursache dieser Erscheinungen bildeten. Als ich nun weiter noch eine Reihe beliebiger Striche der $R(4, x^0)$ herausgriff und sie nach dem von Bruns angegebenen einfachen Verfahren (vgl. Bemerkungen, S. 89) ausglich, ergab sich auch hier wieder ein unverhältnismäßig großer Betrag für den mittleren Fehler der beobachteten Werte, nämlich im Mittel $\pm$ 0,62″, wogegen — wie bereits früher angegeben — der mittlere Fehler einer Mikroskop-Ablesung zu $\pm$ 0,19″ gefunden worden war. Nun hatten sich aus den genannten sechs Gyri die Werte der Strichkorrektionen ergeben, wie sie in nachstehender Tabelle aufgeführt sind.

Werte der Strichkorrektionen (ohne Rücksicht auf das Schlottern der Achse) aus der sechsfach beobachteten $R(4{,}0^0)$.

	I				II			
	0°	90°	180°	270°	0°	90°	180°	270°
1.	0,13″	8,60″[1])	,90″	,38″	0,70″	9,60″	,21″	9,50″
2.	,54	8,34	,69	,41	,28	9,28	,94	9,50
3.	,64	8,40	,62	,34	,61	9,23	,50	9,65
4.	,32	8,64	,96	,09	1,04	9,34	,12	9,49
5.	1,59	9,77	9,49	9,14	,30	9,82	,72	9,15
6.	,09	9,36	,94	9,59	,51	9,54	,36	9,59
Mittel	,55	8,85	,60	9,99	,57	9,47	,48	9,48
Max. — Mim.	1,50	1,43	1,47	1,27	,76	,59	,82	,50

[1]) Recte — 1,40″. Um das Schreiben der Vorzeichen zu ersparen und um die Rechnung zu vereinfachen, sind negative Zahlen durch ihre dekadische Ergänzung ersetzt.

Wie man sieht, weichen die Extreme der Tabelle I um das voraussichtlich Mehrfache ihres Betrages voneinander ab. Und zwar sind die Grenzen, innerhalb deren die einzelnen Werte liegen, bei allen vier Strichen sehr nahe gleich. (Die Werte der Tabelle II, welche der bequemen Vergleichnng wegen daneben angegeben sind, wurden erhalten, nachdem die Achse — wie weiterhin noch auseinandergesetzt werden wird — etwas gesenkt worden war.) Diese Tatsache und die erheblichen Unterschiede zwischen den einzelnen Werten lassen darauf schließen, daß als Ursache der Abweichungen in Tabelle I in erster Linie das sogenannte Schlottern der Achse („Achsenluft") anzusehen ist und erst in zweiter Linie der regelmäßige Teil der Exzentrizität in Frage kommt. Der Abstand des Kreiszentrums vom Mikroskopzentrum betrug hierbei 0,60 Mikron. Trägt man die einzelnen Werte für die Entfernungen senkrecht zu den gleichabständigen Gyrusnummern auf, so erhält man Fig. 2, die deutlich, vor allem in ihrem Beginn, zeigt, daß die Achse eine eigenartige periodische Schwankung ausführt, deren Periode etwa 720° beträgt. Eine weitere Stütze erfährt diese Annahme durch

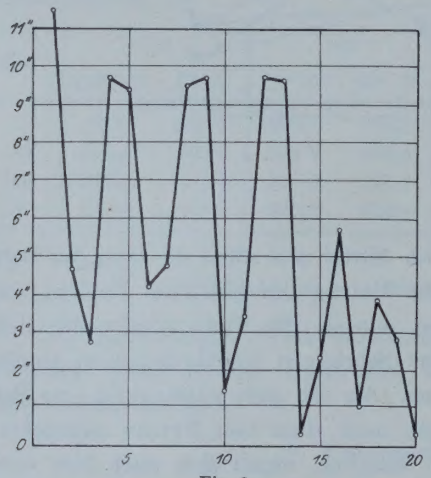


Fig. 2.

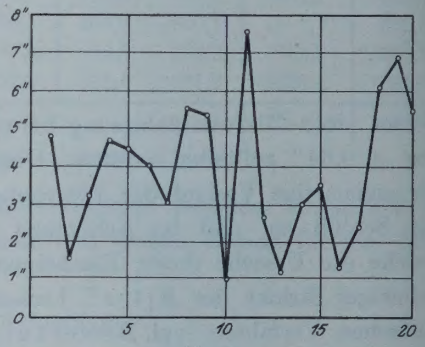


Fig. 3.

die eigenartige Verteilung der Achslagen bei den einzelnen Gyri in Fig. 1: Fast alle ungeraden Nummern erscheinen — geodätisch gezählt — im I. und II., alle mit geraden Nummern im III. und IV. Quadranten. Daß diese Bewegung gegen das Ende hin, etwa vom 19. Gyrus ab, etwas verwischt erscheint, dürfte seinen Grund wohl darin haben, daß der Kreis nach Gyrus 16 zunächst zu weit und dann wieder zurückgedreht wurde; dadurch mögen sich beide Bewegungen teilweise aufgehoben haben. Um völlige Klarheit zu schaffen, führte ich noch einige Messungsreihen ad hoc aus, derart, daß ich ein Mikroskoppaar jedesmal ablas, nachdem ich eine völlige Kreisumdrehung vorgenommen hatte. Bildete ich nunmehr die Differenzen Mikroskop III minus Mikroskop I bzw. IV minus II, so ergab sich eindeutig jene eigenartige Erscheinung, wie sie von Bruns in Astr.-Nachr., Bd. 130, zum ersten Male mitgeteilt wurde. Einige Reihen sind in den Figuren 4 und 5 dargestellt. Sie zeigen deutlich, wie jeweils zwischen den ungeraden und geraden Zahlen der Umdrehungen die Mikroskopdifferenzen schwanken. Hieran änderte sich nicht das Geringste, wenn ich, bevor ich die Ablesungen ausführte, die Achse längere Zeit hindurch rotieren ließ (ca. 200 rev.). Es bestand nämlich die Möglichkeit, daß jene Pendelbewegung durch eine schlechte Verteilung des Öles, durch dessen Ranzigwerden oder durch Eindringen von Staub in die Achsbüchse verursacht sein könnte. Aber die Hoffnung, daß durch das mehrhundertmalige Umdrehen die Öl-

verteilung gebessert oder andere Hindernisse beseitigt würden, erfüllte sich leider nicht. Es muß allerdings gleich hier bemerkt werden, daß diese Erwartung nicht eben groß war, denn der Betrag der mittleren Exzentrizität, der sich, wie oben erwähnt, zu 0,60 Mikron ergeben hatte, war so gering, daß die Annahme irgendwelcher groben Unregelmäßigkeiten an der Achse und der Büchse von vornherein wenig wahrscheinlich war. Ich hatte bei diesen Feststellungen beide Mikroskoppaare abwechselnd benutzt, indem ich jedesmal die Striche 90° und 270° einstellte. Es zeigte sich nun, daß die Differenzen größer waren, wenn das Paar IV—II benutzt wurde, als wenn ich dieselben Striche im Paar III—I einstellte. Um sicher zu gehen, las ich nunmehr beide Paare ab, nachdem einmal die genannten Striche im ersten Paar, das andere Mal im zweiten Paar eingestellt worden waren. Aus dieser von der Stellung zum Mittelpunkt der benutzten Mikroskope abhängigen Abweichung der Absolutbeträge der Mikroskopdifferenzen war auf eine Bewegung zu schließen, die ungefähr in der Richtung von Mikroskop I auf Mikroskop III bzw. umgekehrt hin erfolgte, wodurch die Einwirkungen auf die senkrecht zur Bewegungsrichtung stehenden Mikroskope IV—II näher dem Maximalwert liegen mußten.

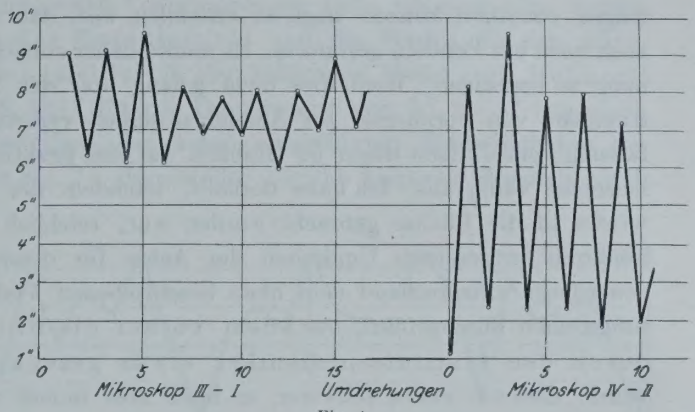


Fig. 4.

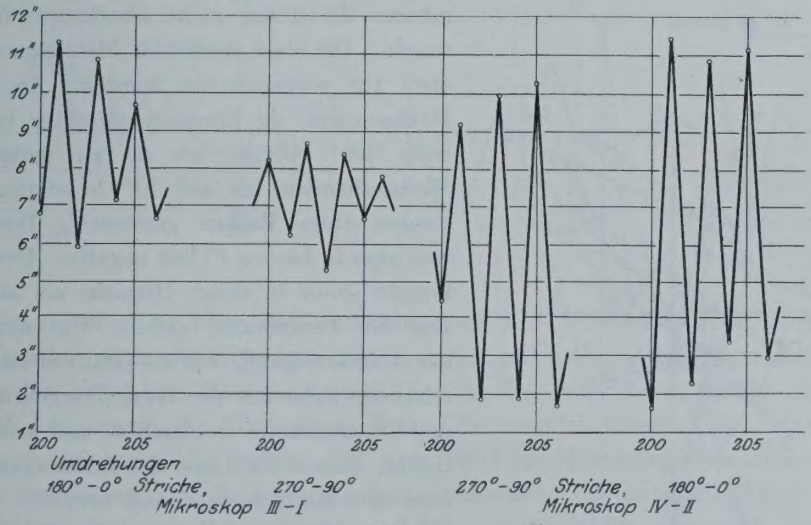


Fig. 5.

So interessant es gewesen wäre, der Ursache dieser Erscheinung weiter nachzugehen, mußte ich doch im Hinblick auf die gestellte Aufgabe hierauf verzichten; mein Bestreben mußte sich vielmehr darauf richten, sie zu beseitigen. Ich entschloß mich daher, die Achse herauszunehmen und genau nachzusehen, sie zu reinigen, neu zu ölen und sie dann möglichst in die alte Stellung wieder in der Büchse hineinzubringen. Es wurden hierbei keinerlei Anstände gefunden: Achskörper wie Büchse und Entlastungsstift waren vollkommen in Ordnung, das Öl leichtflüssig und keine Spur von Einfressungen oder sonstigen Störungen in

den Wälzflächen zu entdecken. Nachdem die Achse wieder an Ort und Stelle gebracht worden war, zeigten sich genau die gleichen Abweichungen zwischen den Mikroskopdifferenzen zweier aufeinanderfolgender Umdrehungen wie früher. Als einzige Ursache dieser Erscheinung blieb somit die Annahme, daß die Achsenluft trotz des minimalen Betrages von 0,60 Mikron noch so erheblich war, daß sie der Achse außer der Drehung auch noch ein Pendeln gestattete. Es mußte daher zunächst versucht werden, diese Erscheinung zu beseitigen. Wenn dies nicht gelang, war der Versuch, die Strichfehler zu bestimmen, von vornherein zur Aussichtslosigkeit verurteilt, denn deren rechnerische Erfassung schied dann schon im Hinblick auf den praktischen Verwendungszweck der Teilmaschine völlig aus. Ich habe deshalb, nachdem der Zapfen in seiner alten Stellung wieder in die Büchse gebracht worden war, reichlich Öl gegeben, durch längere Zeit hindurch fortgesetztes Umdrehen der Achse für dessen Verteilung gesorgt, und dann neuerdings entsprechend dem oben beschriebenen Verfahren eine Anzahl von Beobachtungsreihen durchgeführt, nachdem vorher die Entlastungsschraube der Achse durch den Institutsmechaniker etwas gesenkt worden war. Der Achsgang wurde dadurch etwas schwerer, er blieb aber immer noch hinreichend sanft.

Die Differenzen zwischen den Mikroskopablesungen eines Paares erreichten jetzt nur noch Beträge, die dem mittleren Ablesefehler durchaus entsprachen. Somit durfte ich mit einiger Sicherheit annehmen, daß durch die Senkung der Achse das eigenartige Pendeln derselben beseitigt war. Zweifelhaft blieb zunächst noch die Frage, ob nicht — ähnlich wie bei dem von Bruns erwähnten Beispiel — diese Erscheinung wiederkehrte, wenn die Zimmertemperatur sich erhöhte, oder ob bei sehr niedrigen Temperaturen die Achse nicht überhaupt unbeweglich wurde. Die eben erwähnten Messungen waren bei etwa 18° vorgenommen worden. Als später, im Hochsommer, die Zimmertemperatur bis auf 30° stieg, und ebenso, als sie an einigen kühlen Herbstabenden bis auf 10° herabging, wurden wieder einige Reihen gemessen. Das Ergebnis war aber in beiden Fällen negativ. Der Achsgang konnte somit in dieser Hinsicht als unbeeinflußt von der Temperatur gelten. Um ein Bild von der Achsbewegung, wie sie jetzt vor sich ging, zu erhalten, habe ich die $R(4{,}0^0)$ neuerdings sechsmal hintereinander beobachtet, und wiederum, wie früher, daraus die Lage des Achszentrums gegenüber dem Mikroskopzentrum ermittelt und aufgetragen. Fig. 6 zeigt das nunmehrige Ergebnis. Wie vorauszusehen war, sind die Koordinaten der einzelnen Lagen des Achsmittelpunktes kleiner geworden als vorher. Der Mittelpunkt des Kreises hat sich um den Mittelpunkt der Mikroskope herumbewegt; aber sein Weg ist nach wie vor unregelmäßig, so daß es unmöglich erscheint, ihn irgendwie rechnerisch erfassen zu können. Ferner ergaben sich die Werte für die Strichkorrektionen nunmehr so, wie sie bereits in Tabelle II auf Seite 295 angegeben sind. Auch sie haben eine ausgesprochene Änderung erfahren. Die Abweichungen vom Mittelwert sind kleiner geworden als vorher, erreichen aber noch immer die Größenordnung der gesuchten Korrektionen. Fig. 3 (Seite 296) stellt den nunmehrigen Verlauf der Achsbewegung

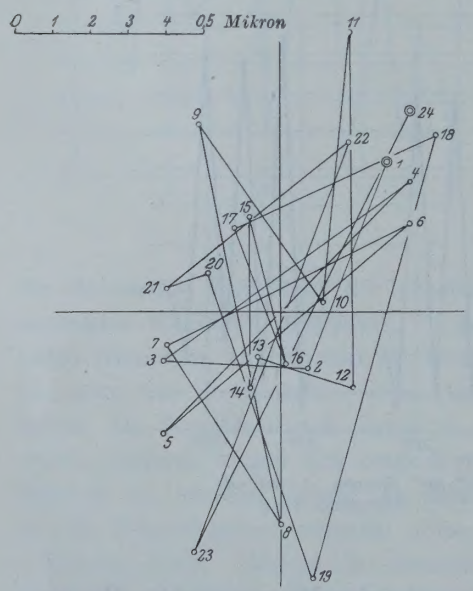


Fig. 6.

dar, entsprechend der Darstellung der Fig. 2. Auch aus ihr läßt sich entnehmen, daß zwar jene periodische Schwankung der Achse verschwunden ist, aber noch immer eigenartige unregelmäßige Bewegungen vorhanden sind. Ich mußte mich mit diesem Ergebnis abfinden.

Außer den vorstehend beschriebenen Untersuchungen hatte ich noch eine weitere Untersuchung zur Bestimmung der Exzentrizität und des Wertes für den mittleren zu befürchtenden Teilungsfehler in der bekannten Weise (vgl. Helmert: Ausgleichungsrechnung, 2. Aufl., S. 434) für die Durchmesser von 5^0 zu 5^0 angestellt. Die Ergebnisse der vor der Verstellung der Achse ausgeführten diesbezüglichen Beobachtungen sind in nachstehender Fig. 7a dargestellt. Fig. 7b zeigt das Ergebnis nach der Achsenverstellung.

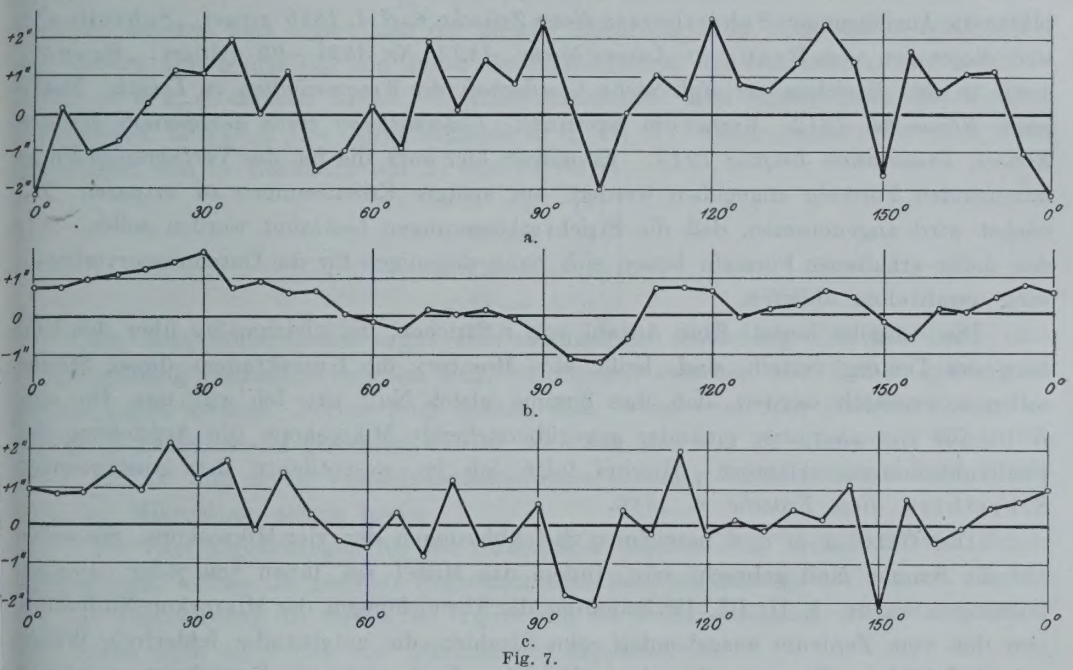


Fig. 7.

Wie man sieht, ist zwar der Linienzug nach der Achssenkung im ganzen etwas ruhiger geworden, aber die extremen Werte treten mit nahezu denselben Beträgen an fast genau den gleichen Stellen wieder auf. Bei den Beobachtungen, welche die Fig. 7a und 7b lieferten, waren die Mikroskope II und IV benutzt worden. Ein Maximalwert trat jedesmal auf, wenn die Striche 95^0 bzw. 100^0 im Mikroskop II erschienen. Man kann auch hieraus auf eine Bewegungsrichtung schließen, die ungefähr in der Richtung der um 90^0 verschobenen Mikroskope I und III verlief. Bildet man noch, um die unregelmäßigen Sprünge auszuschalten, die Mittel aus je drei aufeinander folgenden Werten der halben Differenzen der Mikroskopablesungen und trägt diese auf, so erhält man einen ziemlich ruhig verlaufenden Linienzug, der in vorstehender Fig. 7c dargestellt ist.

Es ergaben sich bei diesen Untersuchungen die Werte für

die lineare Exzentrizität vor der Senkung der Achse zu 0,54 Mikron,
„ „ „ nach „ „ „ „ „ 0,34 „ ,
der mittlere Fehler einer Beobachtung vor der Achssenkung zu $\pm 1{,}20''$,
nach „ „ „ $\pm 1{,}00''$,
der mittlere zu befürchtende Teilungsfehler vor der Achssenkung zu $\pm 0{,}84''$,
nach „ „ „ $\pm 0{,}70''$.

Diese Ergebnisse lassen deutlich erkennen, daß unter den vorliegenden Umständen eine gewisse Unsicherheit bei der Bestimmung der Strichkorrektionen unvermeidlich und eine einwandfreie Bestimmung der Strichfehler nicht möglich ist. Aus diesem Grunde habe ich mich daher zunächst darauf beschränkt, die Durchmesserverbesserungen zu ermitteln.

Das Untersuchungsverfahren.

7. Die Bildung der Rosetten nach Schreiber.

Das Verfahren, das im vorliegenden Falle zur Ermittlung der Durchmesserkorrektionen diente, ist das auf den Veröffentlichungen von Schreiber und Bruns beruhende und mit dem Namen „Rosettenmethode" bezeichnete. Die Grundlagen bilden die Ausführungen Schreibers in *dieser Zeitschr.* **6.** *S. 1. 1886* (zitiert: „Schreiber"), und diejenigen von Bruns in *Astron. Nachr. 1892, Nr. 3098—99* (zitiert: „Bruns"), sowie in den *Berichten der Kgl. Sächs. Gesellschaft der Wissenschaften zu Leipzig, Math.-phys. Klasse* **64.** *1912.* Ferner in Spanuth, *Untersuchung eines automatisch geteilten Kreises, Dissertation Leipzig 1913.* Es mögen hier kurz die für das Verfahren in Frage kommenden Formeln angegeben werden, um spätere Erläuterungen zu ersparen. Zunächst wird angenommen, daß die Strichverbesserungen bestimmt werden sollen. Aus den dafür erhaltenen Formeln lassen sich dann diejenigen für die Durchmesserverbesserung unmittelbar ableiten.

Die Aufgabe lautet: Eine Anzahl von n Strichen, die gleichmäßig über den Umfang der Teilung verteilt sind, heißt eine Rosette; die Korrektionen dieser Striche sollen so ermittelt werden, daß ihre Summe gleich Null ist. Ich will nun für eine $R\,(10)$ für vier paarweise einander gegenüberstehende Mikroskope die Aufstellung der Fehlergleichungen erläutern. Hierbei folge ich im wesentlichen den Ausführungen Schreibers, *diese Zeitschr.* **6.** *1886.*

Die Werte a, b, c, d bezeichnen die Ablesungen der vier Mikroskope. Sie sollen auf die Summe Null gebracht sein, indem das Mittel aus ihnen von jeder einzelnen abgezogen wurde. I, II, III, IV bedeuten die Abweichungen der Mikroskop-Nullpunkte von den vom Zentrum ausgehenden zehn Strahlen, die miteinander fehlerfreie Winkel von 36^0 bilden. Die (x) sollen dann diejenigen Verbesserungen bezeichnen, welche an die Striche angebracht werden müssen, um diese mit den Bezugsrichtungen zusammenfallen zu lassen; q sei eine hier zunächst beliebig angenommene Orientierungskorrektion. Bringe ich den Strich 0^0 unter das Mikroskop I, so erscheint unter dem Mikroskop III der Strich 180^0. In dem im Abstand von 36^0 aufgestellten zweiten Paar erscheinen dann die Striche 36^0 bzw. 216^0. Ich erhalte nunmehr die Fehlergleichung des ersten Satzes für die Verbesserungen der Striche 0^0, 36^0, 180^0 und 216^0 zu:

$$\left.\begin{aligned} q - \mathrm{I} \;+(0)\;\; - a &= 0 \\ q - \mathrm{II} \;+(36)\; - b &= 0 \\ q - \mathrm{III} + (180) - c &= 0 \\ q - \mathrm{IV} + (216) - d &= 0 \end{aligned}\right\} \qquad 1)$$

Da es im Hinblick darauf, daß die Teilung in sich selbst zurückkehrt, gleichgültig ist, ob je eine der gleichartigen Unbekannten oder deren Summe gleich Null gesetzt wird, so gelte:

$$[x] = 0, \qquad 2)$$

$$[\mathrm{I} + \mathrm{II} + \mathrm{III} + \mathrm{IV}] = 0, \qquad 3)$$

$$[a + b + c + d] = 0. \qquad 4)$$

Mit Rücksicht hierauf erhalte ich dann die Normalgleichungen für die q aus den zehn Sätzen jeder Reihe:

1. Satz: $4\,q_0 + (0) + (36) + (180) + (216) = 0$,
2. Satz: $4\,q_1 + (36) + (72) + (216) + (252) = 0$,
. . . . . .

Die Summengleichung liefert hieraus:

$$[q] = 0. \qquad 5)$$

Nun hat jede Reihe soviel Sätze als sie Striche zählt. Man erhält daher ebensoviel Fehlergleichungen von der Form (1), als Striche in der Reihe enthalten sind. Also für den 1. Satz:

$$\left.\begin{aligned} q_0 - \text{I} + (0) - a &= 0 \\ q_0 - \text{II} + (36) - b &= 0 \\ q_0 - \text{III} + (180) - c &= 0 \\ q_0 - \text{IV} + (216) - d &= 0 \end{aligned}\right\} \qquad 6)$$

Für den zweiten Satz ergibt sich der gleiche Ausdruck unter sinngemäßer Abänderung der Indizes von q und (x) und unter Berücksichtigung des Umstandes, daß auch die Werte a, b, c, d diesmal andere Beträge annehmen. Man erhält dann die Normalgleichungen bezüglich der Abweichungen I, II, III, IV durch Summation aller Sätze der Reihe, was in Rücksicht auf 2) und 5) liefert:

$$\left.\begin{aligned} n \cdot \text{I} &= -[a] \\ n \cdot \text{II} &= -[b] \\ n \cdot \text{III} &= -[c] \\ n \cdot \text{IV} &= -[d] \end{aligned}\right\} \qquad 7)$$

Aus dem Vorstehenden ergibt sich zunächst die Forderung. daß jede Reihe ohne Unterbrechung beobachtet werden muß, wohingegen zwischen zwei Reihen größere Abstände liegen können. Ferner folgt daraus, daß, wenn zwei oder mehrere Reihen unmittelbar nacheinander gemessen werden, sich aus den aus 7) ermittelten Werten für I, II, III, IV und deren Verschiedenheiten untereinander Rückschlüsse auf die Festigkeit der Mikroskope ziehen lassen.

Die Normalgleichungen für die Strichfehler ergeben sich, indem die vier Fehlergleichungen, welche die gesuchte Korrektion enthalten, zusammengefaßt werden. Greifen wir die Verbesserung (0) heraus, so ergibt sich die Fehlergleichung, wenn der Strich 0^0 der Reihe nach unter den vier Mikroskopen erscheint, zu:

$$\left.\begin{aligned} 0^0 \text{ unter M. I} \quad & q_0 - \text{I} + (0) - a_0 = 0 \\ & q_0 - \text{II} + (36) - b_0 = 0 \\ & q_0 - \text{III} + (180) - c_0 = 0 \\ & q_0 - \text{IV} + (216) - d_0 = 0 \\ 0^0 \text{ unter M. II} \quad & q_{324} - \text{I} + (324) - a_{324} = 0 \\ & q_{324} - \text{II} + (0) - b_{324} = 0 \\ & q_{324} - \text{III} + (144) - c_{324} = 0 \\ & q_{324} - \text{IV} + (180) - d_{324} = 0 \\ 0^0 \text{ unter M. III} \quad & q_{180} - \text{I} + (180) - a_{180} = 0 \\ & q_{180} - \text{II} + (216) - b_{180} = 0 \\ & q_{180} - \text{III} + (0) - c_{180} = 0 \\ & q_{180} - \text{IV} + (36) - d_{180} = 0 \\ 0^0 \text{ unter M. IV} \quad & q_{144} - \text{I} + (144) - a_{144} = 0 \\ & q_{144} - \text{II} + (180) - b_{144} = 0 \\ & q_{144} - \text{III} + (324) - c_{144} = 0 \\ & q_{144} - \text{IV} + (0) - d_{144} = 0 \end{aligned}\right\} \qquad 8)$$

Hieraus folgt die Normalgleichung für (0):

$$q_0 + q_{324} + q_{180} + q_{144} + 4(0) - a_0 - b_{324} - c_{180} - d_{144} = 0. \qquad 9)$$

Die Werte q lassen sich hieraus mit Rücksicht auf 5) eliminieren und 9) geht über in

$$\left.\begin{aligned} a_0 + b_{324} + c_{180} + d_{144} = 4(0) &- \tfrac{1}{4}[(0) + (36) + (180) + (216)] \\ &- \tfrac{1}{4}[(324) + (0) + (144) + (180)] \\ &- \tfrac{1}{4}[(180) + (216) + (0) + (36)] \\ &- \tfrac{1}{4}[(144) + (180) + (324) + (0)] \end{aligned}\right\} \qquad 10)$$

Daraus wird durch Zusammenziehung:

$$\begin{aligned} a_0 + b_{324} + c_{180} + d_{144} &= 3\tfrac{1}{2}(0) - \tfrac{1}{2}(180) \\ &- \tfrac{1}{2}[(0) + (36) + (144) + (180) + (216) + (324)]. \end{aligned} \qquad 10a)$$

Hierin sind nunmehr als Unbekannte lediglich die gesuchten Verbesserungen enthalten. Sind nun mehrere Reihen beobachtet worden, so liefert jede von ihnen einen Beitrag zur endgültigen Normalgleichung für (0), der sich so berechnet, wie im Beispiel gezeigt wurde. Zur Abkürzung werde die Summe der Absolutbeträge aus jeder Reihe mit N bezeichnet. Es bedeutet dann N_0^{36} den Absolutbetrag der Normalgleichung für (0) aus der Reihe mit dem Winkelabstand 36^0 der Mikroskoppaare, N_0^{72} denjenigen aus der Reihe mit dem Winkelabstand 72^0. In allgemeiner Form erhalten wir also für 10a)

$$\left(\frac{3}{2}n - 2\right)\cdot(0) - \left(\frac{n}{2} - 2\right)\cdot(180) - K = N_0^m. \qquad 11)$$

Hierin bedeutet n die Strichzahl der Rosette und K eine noch näher zu bestimmende Konstante: die Rosettenkorrektion, welche im vorliegenden Falle, wie der Anblick von 10) zeigt gleich der Summe der einzelnen Korrektionen der Rosette $R(10{,}0^0)$ ist. m ist die Ordnungsnummer der Reihe. Eine entsprechende Gleichung erhält man für (180):

$$\left(\frac{3}{2}n - 2\right)\cdot(180) - \left(\frac{n}{2} - 2\right)\cdot(0) - K = N_{180}^m. \qquad 11a)$$

Faßt man 11) und 11a) zur Summe und zur Differenz zusammen und setzt:

$$\begin{aligned} (0) + (180) &= u_0; & (0) - (180) &= v_0, \\ N_0 + N_{180} &= p_0; & N_0 - N_{180} &= q_0, \end{aligned}$$

so erhält man für die u und v die Normalgleichungen:

$$2 \cdot n \cdot u_0 = p_0, \qquad 12)$$

$$4(n-2)\cdot v_0 = q_0. \qquad 12a)$$

Hieraus ergeben sich die Strichverbesserungen (0) und (180) in einfacher Weise. Soweit die Ausführungen Schreibers über Anlage und Ausführung der Beobachtungen einer Rosette. Obige Gleichungen gelten allgemein für jede gerade Strichzahl n. Es fragt sich nun, welche Rosetten zu beobachten sind, um eine möglichst flotte Bestimmung der Verbesserungen zu erzielen. Hierzu gibt es verschiedene Möglichkeiten, von denen als günstigste Kombination die Rosetten $R(10)$ und $R(18)$ gewählt wurden. Die Ergebnisse in Untersuchung, welche mittels einer Kombination von drei Rosetten $R(6)$, $R(8)$ und $R(10)$ zwecks Ausnutzung der vorhandenen zehn Mikroskope erlangt worden waren, zeigten, daß ich beim Vorhandensein von nur vier Mikroskopen mit den beiden Rosetten $R(10)$ und $R(18)$ auskommen würde. Die Rosettenkorrektionen erreichen nämlich bei zusammengesetzten Rosetten von etwa 24 Strichen an nur noch so kleine Beträge, daß diese praktisch vernachlässigt werden dürfen.

8. Die Rosettenzusammensetzung nach Bruns.

Mit den vier Mikroskopen mußte in verschiedenen Kreisständen beobachtet werden. Da die halben Werte der Strichzahlen der gewählten Rosetten ungerade sind, kam ich mit halbem Messungsprogramm aus, ohne die Gewichtsverhältnisse zu stören. Die Normalgleichungen 12) und 12a) lassen nämlich erkennen, daß man, ohne ihre Einfachheit anzugreifen, mit der halben Zahl der Messungen auskommt. Es fällt dann in 12) der Faktor 2 weg und in 12a) tritt an die Stelle des Faktors 4 der Faktor 2. Es waren also zu beobachten: die $R(18)$ bei den Winkelabständen 20^0, 40^0, 60^0, 80^0, die $R(10)$ bei den Winkelabständen 36^0 und 72^0. Beobachtete ich sämtliche Striche derart, daß jeder einzelne bei jedem Winkelabstand je einmal in jedem Mikroskop erschien, so erhielt ich für diametrale Striche aus jeder Reihe eine Normalgleichung von der Form 10a). Diese lautet für die $R(10)$ und die Striche 0^0 und 180^0 für den Winkelabstand 36^0:

$$3\tfrac{1}{2}(0) - \tfrac{1}{2}(180) - \tfrac{1}{2}[(0)+(36)+(144)+(180)+(216)+(324)] = N_0^{36},$$

Winkelabstand 72^0:

$$3\tfrac{1}{2}(0) - \tfrac{1}{2}(180) - \tfrac{1}{2}[(0)+(72)+(108)+(180)+(252)+(288)] = N_0^{72}.$$

Addiert man beide Gleichungen, so kommt:

$$6\tfrac{1}{2}(0) - 1\tfrac{1}{2}(180) - \tfrac{1}{2}[(0)+(36)+(72)+\cdots(324)] = N_0^{36} + N_0^{72}.$$

Zur Vereinfachung setzen wir $N_0^{36} + N_0^{72} = A_0$; ferner $(0)+(36)+\cdots+(324) = R_0$, und damit erhalten wir

$$6\tfrac{1}{2}(0) - 1\tfrac{1}{2}(180) - \tfrac{1}{2}R_0 = A_0. \qquad 13)$$

Das gleiche Verfahren bei den $R(18)$ ergibt für den Winkelabstand 20^0:

$$3\tfrac{1}{2}(0) - \tfrac{1}{2}(180) - \tfrac{1}{2}[(0)+(20)+(160)+(180)+(200)+340)] = N_0^{20},$$

Winkelabstand 40^0:

$$3\tfrac{1}{2}(0) - \tfrac{1}{2}(180) - \tfrac{1}{2}[(0)+(40)+(140)+(180)+(220)+(320)] = N_0^{40},$$

Winkelabstand 60^0:

$$3\tfrac{1}{2}(0) - \tfrac{1}{2}(180) - \tfrac{1}{2}[(0)+(60)+(120)+(180)+(240)+(300)] = N_0^{60},$$

Winkelabstand 80^0:

$$3\tfrac{1}{2}(0) - \tfrac{1}{2}(180) - \tfrac{1}{2}[(0)+(80)+(100)+(180)+(260)+(280)] = N_0^{80}.$$

Die Summe dieser vier Gleichungen ergibt:

$$12\tfrac{1}{2}(0) - 3\tfrac{1}{2}(180) - \tfrac{1}{2}[(0)+(20)+\cdots+(340)] = N_0^{20} + N_0^{40} + N_0^{60} + N_0^{80}.$$

Mit entsprechenden Abkürzungen wie bei 13) erhält die Gleichung die Form:

$$12\tfrac{1}{2}(0) - 3\tfrac{1}{2}(180) - \tfrac{1}{2}S_0 = B_0. \qquad 14)$$

Unter entsprechender Variation der Korrektionswerte (x) lassen sich für sämtliche 360 Striche die Normalgleichungen anschreiben, wobei, wie ersichtlich, sich die Korrektionen je paarweise aus zwei Gleichungen ergeben, in denen die Faktoren der Unbekannten vertauscht sind.

Nunmehr setzen wir die $R(10)$ und $R(18)$ zusammen. Wir erhalten dann eine $R(90)$, welche die Striche 0, 4, 8 usw. enthält. 13) und 14) addiert gibt:

$$19(0) - 5(180) - \tfrac{1}{2}R_0 - \tfrac{1}{2}S_0 = A_0 + B_0 = C_0. \qquad 15)$$

In dieser Gleichung sind außer den gesuchten Verbesserungen (0) und (180) noch die Rosettenkorrektionen der $R(10) = R_0$ und der $R(18) = S_0$ unbekannt. Sie können

jedoch bis auf eine additive Konstante bestimmt werden, indem wir die Normalgleichung bezüglich R_0 und S_0 aufstellen. Von der Gleichungsart 15) erhalten wir insgesamt 28, nämlich je eine für jeden in den R_0 und S_0 enthaltenen Korrektionswert. Also zehn Gleichungen von der Form:

$$19\,(0) \quad -5\,(180) - \tfrac{1}{2} R_0 \quad - \tfrac{1}{2} S_0 \quad = C_0\,,$$
$$19\,(36) - 5\,(216) - \tfrac{1}{2} R_{36} - \tfrac{1}{2} S_{36} = C_{36}$$
usw.,

und 18 Gleichungen von der Form:

$$19\,(0) \quad -5\,(180) - \tfrac{1}{2} R_0 \quad - \tfrac{1}{2} S_0 \quad = C_0\,,$$
$$19\,(20) - 5\,(200) - \tfrac{1}{2} R_{20} - \tfrac{1}{2} S_{20} = C_{20}$$
usw.

Die Summe der zehn ersten Gleichungen liefert:

$$19\,[(0)+(36)+(72)+\cdots+(324)] - 5\,[(0)+(36)+(72)+\cdots+(324)]$$
$$-[(0)+(4)+(8)+(12)+\cdots+(356)] - 5\,R_0 = C_0 + C_{36} + C_{72}\cdots$$

Die Summe der 18 weiteren Gleichungen liefert:

$$19\,[(0)+(20)+(40)\ldots+(340)] - 5\,[(0)+(20)+(40)\ldots+(340)]$$
$$-[(0)+(4)+(8)+\ldots+(356)] - 9\,S_0 = C_0 + C_{20} + C_{40} + \cdots$$

Setzen wir

$$C_0 + C_{36} + \cdots = D_0$$
$$C_0 + C_{20} + \cdots = E_0$$
$$[(0)+(4)+(8)+\cdots+(352)+(356)] = T_0,$$

so ergeben sich aus diesen beiden Summengleichungen die Werte für R_0 und S_0 zu:

$$R_0 = \tfrac{1}{9} D_0 + \tfrac{1}{9} T_0 \qquad 16)$$
$$S_0 = \tfrac{1}{5} E_0 + \tfrac{1}{5} T_0\,. \qquad 17)$$

16) und 17) in 15) eingesetzt ergibt:

$$19\,(0) - 5\,(180) - \tfrac{14}{90} T_0 = C_0 + \tfrac{1}{18} D_0 + \tfrac{1}{10} E_0\,. \qquad 18)$$

Die in den Gleichungen 15) bis 18) ausgeführte Zusammensetzung von Rosetten stellt den Gang der Brunsschen Methode dar. In Gl. 18) ist außer den gesuchten Verbesserungen alles bekannt bis auf das Glied T_0. Es ist dies die Rosettenkorrektion der $R\,(90{,}0^0)$. Die Bestimmung ihres Wertes kann so erfolgen, daß man eine dritte Rosette, welche die Striche enthält, die sich aus obiger Gleichung bestimmen lassen, nämlich 0^0, 4^0, 8^0 usw., in Beziehung bringt zu den noch nicht bestimmten, nämlich 1^0, 2^0, 3^0, 5^0, 6^0, 7^0, 9^0... Diese Methode führt zweifellos zum Ziel. Jedoch ist eine beträchtliche Vermehrung der erforderlichen Ablesungen damit verbunden. Zur Herbeiführung der annähernd gleichen Gewichtsgleichheit wäre man dann gezwungen, die Beobachtungszahlen für die $R\,(10)$ und die $R\,(18)$ zu verdoppeln, weil nunmehr eine der die Rosette $R\,(10, 18, 8)$ zusammensetzenden Zahlen auch in ihrem halben Betrag eine gerade Zahl ist. Da einerseits die Gewichtsverhältnisse nicht gestört werden und anderseits die Beobachtungszahlen einen gewissen Umfang nicht überschreiten sollten, habe ich daher folgenden Weg eingeschlagen.

9. Die Ermittelung der Rosettenkorrektionen für die Rosetten ($R\,90,\ x^0$); Durchmesserverbesserungen.

Nehmen wir an, daß die Summe der Strichverbesserungen $T_0 = 0$ sei, so liefert die Gl. 18) die Verbesserungen aller Striche von 4 zu 4 Grad. Je nach dem Anfangsglied erhält man also die Strichrosetten $R(90{,}0^0)$, $R(90{,}1^0)$, $R(90{,}2^0)$ und $R(90{,}3^0)$.

Wie bereits ausgeführt wurde, ist eine vollkommen einwandfreie Bestimmung der Strichfehler nicht möglich. Um daher aus obigen Gleichungen die relativen Durchmesserkorrektionen herzuleiten, ist zu beachten, daß jeweils diametrale Striche den gleichen Durchmesser liefern. Die Normalgleichung 18) geht also für diesen Fall über in

$$(14)\ 0 - \tfrac{14}{45} T_0 = C_0 + \tfrac{1}{9} D_0 + \tfrac{1}{5} E_0 \quad 19) \quad \text{bzw.} \quad (0) - \tfrac{1}{45} T_0 = \tfrac{1}{14}(C_0 + \tfrac{1}{9} D_0 + \tfrac{1}{5} E_0). \quad 19a)$$

Die Durchmesserverbesserung ist also ebenso wie die Strichverbesserung bis auf die additive Konstante T bestimmt. Das Glied $\frac{1}{45} T_0$ in 19a), welches die Rosettenkorrektion der $R(90{,}0^0)$ darstellt, will ich mit t_0 bezeichnen. Dieser Festsetzung entsprechend bedeuten t_1, t_2, t_3 die Rosettenkorrektionen der übrigen drei $R(90,\ x^0)$.

Man könnte zwar nach den Ergebnissen in Untersuchung a priori annehmen, daß auch im vorliegenden Falle der Wert dieser Konstanten t ziemlich nahe Null sei. Um aber für jeden Fall sicher zu gehen, bestimmte ich ihn durch einige ad hoc angestellte Messungen. Die beiden vorhandenen Mikroskoppaare wurden so aufgestellt, daß das erste einer anderen $R(90)$ angehört, als das zweite, also z. B. mit dem Abstand von 45^0 voneinander.

Bezeichnen I_0 und II_0, I_1 und II_1, I_2 und II_2, I_3 und II_3 die Ablesungen des bezüglichen Mikroskoppaares und v_0, v_1, v_2, v_3 die bezüglichen relativen Durchmesserkorrektionen aus den $R(90,\ x^0)$, so gelten die Beziehungen:

$$\begin{aligned}
&1.\quad I_0 + v_0 + t_0 - (II_1 + v_1 + t_1) = W\\
&2.\quad I_1 + v_1 + t_1 - (II_2 + v_2 + t_2) = W\\
&3.\quad I_2 + v_2 + t_2 - (II_3 + v_3 + t_3) = W\\
&4.\quad I_3 + v_3 + t_3 - (II_0 + v_0 + t_0) = W,
\end{aligned}$$

worin W eine Konstante bezeichnet, die vom Winkelabstand der Mikroskope abhängt, im weiteren Verlauf aber aus der Rechnung herausfällt.

Im Falle 1 steht also das erste Mikroskop auf dem Durchmesser (0), das zweite auf dem Durchmesser (45), im Falle 2 entsprechend auf (1) und (46) usw. Faßt man in obigen Gleichungen die bekannten Größen zusammen und setzt:

$$\begin{aligned}
I_0 + v_0 - II_1 - v_1 &= L_1,\\
I_1 + v_1 - II_2 - v_2 &= L_2 \text{ usw.};
\end{aligned}$$

und ferner

$$t_0 + t_1 + t_2 + t_3 = 0,$$

so ergeben sich die Korrektionen t durch Subtraktion der vier Gleichungen voneinander zu:

$$\begin{aligned}
L_4 - L_1 - 3\,t_0 - t_2 &= 0 \qquad & L_2 - L_3 - 3\,t_2 - t_0 &= 0\\
L_1 - L_2 - 3\,t_1 - t_3 &= 0 \qquad & L_3 - L_4 - 3\,t_3 - t_1 &= 0.
\end{aligned}$$

Hieraus erhält man durch Zusammenfassen der ersten und dritten, bzw. zweiten und vierten Gleichung die Werte für die t zu:

$$\begin{aligned}
8\,t_0 &= 3\,L_4 + L_3 - (3\,L_1 + L_2)\\
8\,t_1 &= 3\,L_1 + L_4 - (3\,L_2 + L_3)\\
8\,t_2 &= 3\,L_2 + L_1 - (3\,L_3 + L_4)\\
8\,t_3 &= 3\,L_3 + L_2 - (3\,L_4 + L_1).
\end{aligned}$$

Es seien hier gleich die Zahlenwerte mitgeteilt, die bei der praktischen Durchführung erhalten wurden. Es ergab sich

$$t_0 = -0{,}01'' \qquad t_2 = -0{,}00''$$
$$t_1 = +0{,}02'' \qquad t_3 = -0{,}02''.$$

Bei der Ausführung befand sich Mikroskop I der Reihe nach über den Strichen 0^0, 4^0, 20^0, 32^0, 56^0 und 108^0, Mikroskop II also über 45^0, 49^0, 65^0, 77^0, 101^0 und 153^0. Die Kreisstellen waren beliebig anzunehmen, da ja die Bedingung, daß alle t nur sehr wenig von Null verschieden sein dürfen, an allen Stellen des Kreises erfüllt sein muß. Ich wählte daher diejenigen Stellen aus, in deren Nähe Maximalbeträge der Verbesserungen lagen. Das war bei den Strichen 56^0 und 108^0 der Fall. Die übrigen nahm ich zwecks Vermehrung der Zahl der Beobachtungen noch hinzu. Wie aus den oben mitgeteilten Zahlenwerten hervorgeht, sind die Größen t ohne weiteres zu vernachlässigen und somit die aus den Gl. 19a) erhaltenen Werte für die Durchmesserkorrektionen als absolute Verbesserungen zu betrachten.

10. Die praktische Durchführung des Verfahrens zur Bestimmung der Durchmesserverbesserungen.

Bei der praktischen Durchführung des Verfahrens wurde der jeweilige Winkel, den die Mikroskoppaare einschlossen, um den ganzen Kreis herum getragen, was zur Bestimmung der Durchmesserverbesserungen nicht erforderlich gewesen wäre. Jede Reihe wurde dann in gleicher Weise rückwärts wiederholt, um etwaige der Zeit proportionale Änderungen unschädlich zu machen und allenfalls vorgekommene Ableseversehen aufzudecken. Indem die Messungen auf den zweiten Halbkreis ausgedehnt wurden, durfte ich mich auch vor systematischen Fehlereinflüssen, wie sie z. B. aus dem Achsgang entstehen, geschützt glauben. Im übrigen wurden die selbstverständlichen Sicherungsmaßnahmen (vgl. Bem. S. 91, Schreiber, Seite 3) eingehalten.

In den Tabellen III, IV, V und VI sind die Zahlenwerte für die vier Rosetten $R(90)$ zusammengestellt, und zwar enthalten:

Spalte 1 und 2: Die vierfachen Absolutbeträge der Normalgleichungen (11) für die bei den Winkelabständen 36^0 bzw. 72^0 gemessenen beiden Reihen der $R(10)$.

Spalte 3, 4, 5 und 6: Die entsprechenden Werte der vier Reihen der $R(18)$ mit den Winkelabständen 20^0, 40^0, 60^0, 80^0.

Spalte 7: $= 1 + 2 = 4A_x$.

Spalte 8: $= 3 + 4 + 5 + 6 = 4B_x$ aus den Normalgleichungen 13) bzw. 14).

Spalte 9: $= 7 + 8 = 4C_x$.

Spalte 10: $= \frac{4}{9} D_x$.

Spalte 11: $= \frac{4}{5} E_x$.

Spalte 12: $= 9 + 10 + 11 = 56\,(x)$.

Spalte 13: $= \frac{1}{56}$ von Spalte 12 = Durchmesserverbesserung.

Spalte 14: die nach Absatz 13 aus diametralen Strichverbesserungen gemittelten Durchmesserverbesserungen.

Spalte 15: die nach Absatz 15 gemäß dem Verfahren von Bessel erhaltenen Werte der Durchmesserverbesserungen.

Die Vorzeichen der Zahlenwerte sind so angesetzt, daß sie die Durchmesserkorrektionen liefern. Zur Verminderung der Abrundungsfehler wurde wieder mit den Summen anstelle der Mittel, ferner anstelle negativer Zahlen, sowie zur Vereinfachung der Rechnung und zur Vermeidung von Vorzeichenfehlern mit dekadischen Ergänzungen gerechnet.

Tabelle III.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
0	6,90	5,30	1,90	4,75	,35	5,05	12,20	12,05	24,25	96,25	,26	20,76	,37	,40	,37
4	4,35	2,70	4,30	3,30	2,20	11,10	7,05	20,90	27,95	99,86	96,42	24,23	,43	,51	,78
8	7,80	9,55	9,55	7,05	8,30	12,95	17,35	37,85	55,20	3,02	93,61	51,83	,93	,94	,28
12	4,85	9,70	1,70	,05	7,10	14,65	14,55	23,40	37,95	1,40	5,62	44,97	,80	,74	,74
16	97,30	7,95	98,90	97,05	6,45	10,90	5,25	13,30	18,55	4,70	4,09	27,34	,49	,57	,09
20	95,05	10,50	99,50	99,30	5,90	11,10	5,55	15,80	21,35	2,20	,26	23,81	,43	,43	,27
24	95,60	4,95	97,10	97,85	4,95	7,05	,55	6,95	7,50	99,90	96,42	3,82	,07	,10	,19
28	92,90	8,45	90,60	96,80	3,20	7,70	1,35	998,30	999,65	95,83	93,61	989,09	9,89	9,78	,02
32	95,40	11,75	93,25	97,95	6,35	14,35	7,15	11,90	19,05	96,84	5,62	21,51	,38	,34	,38
36	,80	14,65	94,65	99,10	7,55	12,85	15,45	14,15	29,60	96,25	4,09	29,94	,54	,97	,52
40	98,15	15,70	96,20	1,90	8,95	11,05	13,85	18,10	31,95	99,86	,26	32,07	,57	,50	,65
44	98,55	11,10	,05	2,25	8,45	10,30	9,65	21,05	30,70	8,02	96,42	30,14	,54	,56	,30
48	1,40	10,35	4,10	3,30	10,60	11,65	11,55	29,65	41,20	1,40	93,61	36,21	,65	,64	,92
52	15,40	16,25	8,90	12,70	18,45	19,60	31,65	59,65	91,30	4,70	5,62	101,62	1,81	1,78	1,85
56	19,05	21,15	10,35	15,35	18,20	15,35	40,20	59,25	99,45	2,20	4,09	105,74	1,89	2,07	2,05
60	14,55	17,40	9,80	12,50	13,05	18,95	31,95	54,30	86,25	99,90	,26	86,41	1,54	1,53	1,46
64	11,05	8,75	4,65	9,50	5,65	11,65	19,80	31,45	51,25	95,83	96,42	43,50	,74	,76	,90
68	8,15	8,05	3,00	9,70	6,05	7,95	16,20	26,70	42,90	96,84	93,61	33,35	,60	,60	,43
72	8,35	9,85	1,95	8,90	6,80	3,55	18,20	21,20	39,40	96,25	5,62	41,27	,74	,73	,84
76	99,15	7,90	99,45	8,75	9,90	7,10	7,05	25,20	32,25	99,86	4,09	36,20	,65	,86	,73
80	4,00	19,25	99,30	4,70	7,65	2,95	3,25	14,60	17,85	3,02	,26	21,13	,38	,37	,17
84	1,85	99,35	99,90	99,85	5,85	98,70	1,20	4,30	5,50	1,40	96,42	3,32	,06	,06	9,94
88	89,80	94,20	97,00	98,00	98,40	94,90	984,00	988,30	972,30	4,70	93,61	970,61	9,48	9,49	9,47
92	89,85	92,45	96,35	93,10	94,20	89,20	982,30	972,85	955,15	2,20	5,62	962,97	9,36	9,31	9,06
96	93,05	96,65	98,55	92,90	97,85	91,20	989,70	980,50	970,20	99,90	4,09	974,19	9,54	9,55	9,57
100	94,70	89,30	96,95	92,20	91,65	90,45	984,60	971,25	955,25	95,83	,26	951,34	9,13	9,08	9,20
104	97,05	87,70	93,30	94,85	90,75	88,25	984,75	967,15	951,90	96,84	96,42	945,16	9,02	9,03	8,83
108	91,45	86,70	96,75	89,80	87,00	86,10	978,15	959,65	937,80	96,25	93,61	927,66	8,72	8,76	8,89
112	99,80	87,65	98,35	87,55	79,85	84,25	987,45	950,00	937,45	99,86	5,62	942,93	8,98	8,69	8,45
116	92,00	85,55	99,80	90,65	80,95	88,70	977,55	960,15	937,70	3,02	4,09	944,81	9,01	9,05	8,47
120	94,35	88,35	1,65	93,10	86,60	90,10	982,70	971,45	954,15	1,40	,26	955,81	9,21	9,18	8,86
124	99,85	86,10	6,10	96,00	92,15	93,50	985,95	987,75	973,70	4,70	96,42	974,82	9,55	9,57	9,27
128	94,15	80,65	,30	95,05	85,65	89,65	974,80	970,65	945,45	2,20	93,61	941,26	8,95	8,98	8,65
132	93,35	84,40	95,00	90,85	86,10	81,00	977,75	952,95	930,70	99,90	5,62	936,22	8,86	8,82	8,73
136	91,50	86,50	96,05	90,05	83,65	77,25	978,00	946,95	924,95	95,83	4,09	924,87	8,66	8,30	8,46
140	89,00	85,65	91,55	91,85	86,45	79,30	974,65	949,15	923,80	96,84	,26	920,90	8,59	8,57	8,25
144	92,50	83,50	92,00	94,90	89,20	83,10	976,00	959,20	935,20	96,25	96,42	927,87	8,72	8,77	8,39
148	98,55	86,05	98,60	97,05	98,40	90,45	984,60	984,50	969,10	99,86	93,61	962,57	9,33	9,40	9,08
152	97,65	94,55	2,30	1,90	99,45	89,90	992,20	993,55	985,75	3,02	5,62	994,39	9,89	9,86	9,30
156	97,55	92,45	97,35	98,90	94,60	93,00	990,00	983,85	973,85	1,40	4,09	979,34	9,62	9,50	9,48
160	97,65	95,50	3,15	99,70	99,40	91,05	993,15	993,30	986,45	4,70	,26	991,41	9,85	9,84	9,85
164	1,90	95,25	2,60	1,50	,80	96,35	997,15	1,25	998,40	2,20	96,42	997,02	9,95	9,98	,02
168	3,45	96,60	,10	3,25	2,40	98,65	,05	4,40	4,45	99,90	93,61	997,96	9,96	9,97	,03
172	9,85	7,00	2,20	7,00	1,70	3,60	16,85	14,50	31,55	95,83	5,62	32,80	,58	,50	,68
176	10,40	6,85	4,90	7,25	,85	3,65	17,25	16,25	33,90	96,84	4,09	34,83	,62	,66	,65

Die Rechnungen wurden zum großen Teil mittels einer schreibenden Additionsmaschine System Goerz A ausgeführt, welche mir durch Vermittlung von Herrn Krause von der „Hanomag“ bereitwilligst zur Verfügung gestellt wurde. Herr Krause unterstützte mich auch weitgehend bei dem Maschinenrechnen, wodurch die Arbeit wesentlich beschleunigt wurde. Ich sage ihm dafür meinen besten Dank. Die Kontrolle der Rechnung selbst war dadurch sehr vereinfacht, daß ich lediglich die durch die Maschine geschriebenen Bogen nochmals mit den Rechenbogen zu vergleichen

Tabelle IV.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
1	5,30	2,15	1,20	4,25	98,50	5,60	7,45	9,55	17,00	97,15	96,73	10,88	,19	,23	,26
5	6,85	7,85	6,30	10,05	7,40	11,60	14,70	35,35	50,05	2,18	97,03	49,26	,88	,93	,84
9	5,50	7,20	4,60	3,40	6,35	12,00	12,70	26,35	39,05	1,31	96,70	37,06	,66	,67	,58
13	,40	6,45	97,80	97,15	4,95	13,50	6,85	13,80	20,65	1,74	,81	23,20	,41	,42	,60
17	6,90	7,80	99,85	92,45	5,75	9,65	14,70	7,70	22,40	3,37	8,73	34,50	,62	,41	,72
21	95,70	12,20	99,85	97,45	5,80	10,25	7,90	13,35	21,25	2,79	96,73	20,77	,37	,40	,03
25	96,90	9,75	93,55	97,35	5,35	7,70	6,65	3,95	10,60	97,42	97,03	5,05	,09	,09	,03
29	97,65	10,30	95,80	96,90	3,25	8,65	7,95	4,60	12,55	96,27	96,70	5,52	,10	,10	,45
33	1,95	16,00	96,70	98,15	10,05	18,10	17,95	23,00	40,95	97,77	,81	39,53	,69	,71	,92
37	,70	13,60	95,20	97,70	5,15	14,80	14,30	12,85	27,15	97,15	8,73	33,03	,59	,56	,35
41	97,40	11,60	96,15	1,75	8,20	12,30	9,00	18,40	27,40	2,18	96,73	26,31	,47	,51	,54
45	1,55	10,10	3,50	2,95	7,80	11,10	11,65	25,35	37,00	1,31	97,03	35,34	,63	,63	,69
49	5,75	7,95	1,55	4,90	10,05	11,85	13,70	28,35	42,05	1,74	96,70	40,49	,72	,72	,84
53	12,00	17,25	6,60	13,60	16,85	20,95	29,25	58,00	87,25	3,37	,81	91,43	1,66	1,64	1,94
57	17,15	18,55	10,30	17,45	17,65	20,35	35,70	65,75	101,45	2,79	8,73	112,97	1,99	1,98	1,89
61	12,05	17,70	6,00	13,70	12,20	15,75	29,75	47,65	77,40	97,42	96,73	71,55	1,26	1,33	1,19
65	7,70	6,35	4,50	7,45	3,15	10,35	14,05	25,45	39,50	96,27	97,03	32,80	,59	,58	,66
69	4,70	8,35	5,75	8,95	6,55	5,10	13,05	26,35	39,40	97,77	96,70	33,87	,61	,60	,72
73	8,85	11,95	3,90	10,70	11,25	6,75	20,80	32,60	53,40	97,15	,81	51,36	,92	,92	,63
77	8,55	5,85	,25	8,10	10,05	2,70	14,40	21,10	35,50	2,18	8,73	46,41	,83	,79	,49
81	2,50	2,00	3,20	2,05	6,95	2,65	4,50	14,85	19,35	1,31	96,73	17,39	,31	,35	9,96
85	97,25	97,15	98,15	97,40	3,60	94,75	994,40	993,90	988,30	1,74	97,03	987,07	9,77	9,76	9,54
89	92,95	94,35	97,40	97,15	96,65	93,20	987,30	984,40	971,70	3,37	96,70	971,77	9,50	9,50	9,61
93	89,00	91,00	94,55	94,35	92,40	87,65	980,00	968,95	948,95	2,79	,81	952,55	9,15	9,16	8,87
97	95,10	93,80	95,30	91,20	93,70	90,90	988,90	971,10	960,00	97,42	8,73	966,15	9,39	9,42	9,42
101	94,70	88,05	92,30	92,50	90,75	88,65	982,75	964,20	946,95	96,27	96.73	939,95	8,93	8,92	8,91
105	94,60	85,05	93,25	95,25	87,90	86,50	979,65	962,90	942,55	97,77	97,03	937,35	8,88	8,88	8,69
109	90,75	88,35	95,40	88,50	87,35	87,80	979,10	959,05	938,15	97,15	96,70	932,00	8,77	8,78	8,48
113	87,35	83,65	98,25	87,50	79,45	83,70	971,00	948,90	919,90	2,18	,81	922,89	8,64	8,62	8,47
117	94,55	87,90	1,10	89,55	81,75	88,10	982,45	960,50	942,95	1,31	8,73	952,99	9,16	9,13	8,57
121	95,10	90,40	4,85	96,40	89,30	91,90	985,50	982,45	967,95	1,74	96,73	966,42	9,40	9,42	9,02
125	97,90	87,25	6,25	96,10	89,45	92,40	985,15	984,20	969,35	3,37	97,03	969,55	9,46	9,46	9,25
129	94,30	81,55	99,05	94,55	87,10	87,75	975,85	968,45	944,30	2,79	96,70	943,79	9,00	9,00	8,92
133	91,30	80,45	96,50	89,20	83,80	78,00	971,75	947,50	919,25	97,42	,81	917,48	8,55	8,53	8,24
137	90,40	87,10	94,85	91,60	84,20	79,05	977,50	949,70	927,20	96,27	8,73	932,20	8,78	8,75	8,57
141	90,90	82,30	93,05	93,05	87,25	80,15	973,20	953,50	926,70	97,77	96,73	921,20	8,59	8,63	8,44
145	94,40	83,95	93,10	89,85	91,05	86,30	978,35	960,30	938,65	97,15	97,03	932,83	8,80	8,80	8,75
149	99,85	91,05	1,55	1,40	,10	92,85	990,90	995,90	986,80	2,18	96,70	985,68	9,74	9,80	9,35
153	95,90	92,80	99,85	1,80	97,55	85,60	988,70	984,80	973,50	1,31	,81	975,62	9,57	9,56	9,49
157	1,50	98,05	,95	4,90	1,15	90,15	999,95	997,15	996,70	1,74	8,73	7,17	,13	9,91	,12
161	90,25	93,35	3,40	98,85	1,05	92,75	983,60	996,05	979,65	3,37	96,73	979,75	9,64	9,88	,38
165	3,85	96,70	1,40	3,60	4,30	99,30	,55	8,60	9,15	2,79	97,03	8,97	,16	,16	,09
169	4,65	98,30	98,90	4,25	2,60	,80	2,95	6,55	9,50	97,42	96,70	3,62	,06	,06	9,85
173	9,55	8,20	5,85	7,15	3,70	5,75	17,75	22,45	40,20	96,27	,81	37,28	,67	,67	1,23
177	7,85	8,30	2,20	7,05	,60	4,30	16,15	14,15	30,30	97,77	8,73	36,80	,66	,66	,84

brauchte, um festzustellen, ob kein Schreibfehler vorlag. Wenn dies nicht der Fall war, so stimmte die Rechnung. Im übrigen waren innerhalb der Ausgleichung genügend Kontrollen gegeben. Nach Art ihrer Entstehung galt jeweils

$$[N]=0, \quad [A]=0, \quad [B]=0, \quad [C]=0, \quad [D]=0, \quad [E]=0$$

und zuletzt $[(x)]=0$.

Tabelle V.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
2	5,35	5,15	2,25	6,20	1,40	7,40	10,50	17,25	27,75	99,07	1,15	27,97	,50	,50	,80
6	5,50	8,75	6,00	7,30	6,85	10,80	14,25	30,95	45,20	1,04	99,37	45,61	,81	,82	1,18
10	9,30	8,35	1,90	2,05	7,30	13,20	17,65	24,45	42,10	98,34	98,85	39,29	,70	,70	,91
14	,95	7,80	98,75	,30	4,30	16,25	8,75	19,60	28,35	2,89	,44	31,68	,57	,57	1,47
18	95,55	9,15	99,05	94,80	5,20	10,35	4,70	9,40	14,10	5,75	,19	20,04	,36	,36	,83
22	94,65	10,45	96,95	95,95	5,50	9,55	5,10	7,95	13,05	1,57	1,15	15,77	,28	,29	,63
26	93,85	10,50	96,80	96,55	4,65	8,50	4,35	6,50	10,85	97,93	99,37	8,15	,15	,18	,45
30	96,55	12,05	96,20	98,50	2,65	10,50	8,60	7,85	16,45	95,15	98,85	10,45	,19	,18	,17
34	1,05	12,50	94,15	99,25	13,85	15,65	13,55	22,90	36,45	98,26	,44	35,15	,63	,63	,31
38	97,85	9,80	94,25	99,90	7,00	12,45	7,65	13,60	21,25	99,07	,19	20,51	,37	,33	,72
42	1,25	12,40	99,20	,45	8,35	10,05	13,65	18,05	31,70	1,04	1,15	33,89	,61	,58	,70
46	99,70	12,30	1,00	2,65	6,65	5,55	12,00	15,85	27,85	98,34	99,37	25,56	,46	,46	,80
50	6,00	9,65	2,70	5,35	13,35	14,75	15,65	36,15	51,80	2,89	98,85	53,54	,96	,96	1,39
54	15,50	18,65	11,20	16,50	19,05	25,65	34,15	72,40	106,55	5,75	,44	112,74	2,01	2,02	1,93
58	15,20	15,95	9,50	17,55	17,40	19,65	31,15	64,10	95,25	1,57	,19	97,01	1,73	1,69	2,47
62	15,40	13,35	5,65	13,80	10,60	14,70	28,75	44,75	73,50	97,93	1,15	72,58	1,30	1,30	,93
66	10,60	8,20	3,10	7,20	5,35	8,15	18,80	23,80	42,60	95,15	99,37	37,12	,66	,62	,68
70	8,05	8,75	4,50	9,35	7,25	5,90	16,80	27,00	43,80	98,26	98,85	40,91	,73	,73	,68
74	9,65	6,70	,00	7,95	10,35	9,45	16,35	27,75	44,10	99,07	,44	43,61	,78	,78	1,04
78	5,65	2,80	1,70	5,70	8,85	3,40	8,45	19,65	28,10	1,04	,19	29,33	,52	,56	,38
82	5,10	3,15	1,75	2,75	6,65	1,75	8,25	12,90	21,15	98,34	1,15	20,64	,37	,39	,08
86	96,30	95,85	99,65	97,25	,10	95,45	992,15	992,45	984,60	2,89	99,37	986,86	9,77	9,76	9,88
90	91,95	93,00	99,45	96,80	98,45	92,65	984,95	987,35	972,30	5,75	98,85	976,90	9,59	9,59	9,54
94	92,45	92,90	98,25	91,20	94,35	88,65	985,35	972,45	957,80	1,57	,44	959,81	9,28	9,33	,04
98	90,15	90,05	94,50	88,90	91,65	89,05	980,20	964,10	944,30	97,93	,19	942,42	8,94	8,98	8,51
102	91,55	87,60	92,90	90,10	87,30	88,30	979,15	958,60	937,75	95,15	1,15	934,05	8,82	8,81	8,59
106	93,10	88,65	95,45	93,05	89,45	88,25	981,75	966,20	947,95	98,26	99,37	945,58	9,03	9,03	8,21
110	87,70	87,10	94,60	87,70	84,10	86,20	974,80	952,60	927,40	99,07	98,85	925,32	8,66	8,66	8,59
114	88,15	82,65	95,85	91,40	78,45	82,35	970,80	948,05	918,85	1,04	,44	920,33	8,58	8,56	8,39
118	96,20	87,20	2,65	91,85	83,65	90,25	983,40	968,40	951,80	98,34	,19	950,33	9,11	9,12	8,87
122	95,90	89,25	4,65	93,60	88,00	91,95	985,15	978,20	963,35	2,89	1,15	967,39	9,42	9,42	9,94
126	95,40	84,05	2,25	94,90	87,80	92,40	979,45	977,35	956,80	5,75	99,37	961,92	9,32	9,32	9,20
130	91,65	83,35	98,20	93,25	85,45	86,25	975,00	963,15	938,15	1,57	98,85	938,57	8,90	8,91	8,98
134	94,15	84,60	,05	91,90	85,35	79,90	978,75	957,20	935,95	97,93	,44	934,32	8,83	8,83	8,42
138	92,05	85,60	91,75	92,85	85,95	79,40	977,65	949,95	927,60	95,15	,19	922,94	8,62	8,62	8,47
142	92,65	85,80	92,55	94,10	87,85	82,55	978,45	957,05	935,50	98,26	1,15	934,91	8,84	8,84	8,18
146	99,45	91,25	95,85	96,40	95,25	92,90	990,70	980,40	971,10	99,07	99,37	969,54	9,46	9,30	9,36
150	99,45	93,40	1,60	1,80	98,80	90,35	992,85	992,65	985,50	1,04	98,85	985,39	9,74	9,74	9,99
154	89,70	89,00	96,50	95,70	91,80	79,50	978,70	963,50	942,20	98,34	,44	940,98	8,95	8,95	9,08
158	,85	97,45	4,15	2,65	1,35	91,50	998,30	999,65	997,95	2,89	,19	1,03	,02	,02	,88
162	1,60	95,15	4,10	3,05	4,35	93,75	996,75	5,25	2,00	5,75	1,15	8,90	,16	,44	,33
166	6,05	97,35	99,90	4,70	3,90	98,00	3.40	6,50	9,90	1,57	99,37	10,84	,19	,20	,34
170	6,45	1,50	,85	5,20	2,55	,20	7,95	8,80	16,75	97,93	98,85	13,53	,24	,25	,35
174	9,25	6,55	5,25	5,80	2,50	2,60	15,80	16,15	31,95	95,15	,44	27,54	,49	,46	,75
178	5,15	4,30	2,45	5,80	98,50	3,95	9,45	11,15	20,60	98,26	,19	19,05	,34	,34	,15

11. Das Verhältnis zwischen dem systematischen und zufälligen Fehler der gefundenen Korrektionen.

Die auf diese Weise ermittelten Werte der Durchmesserkorrektionen unterwarf ich nunmehr noch einer Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate, der ich folgende trigonometrische Reihe zugrunde legte:

$$y = A_0 + A_1 \cdot \cos 2\alpha + A_2 \cdot \cos 4\alpha + \cdots$$
$$+ B_1 \cdot \sin 2\alpha + B_2 \cdot \sin 4\alpha + \cdots.$$

Tabelle IV.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
3	6,70	7,80	6,45	8,65	,75	12,85	14,50	28,70	43,20	,70	97,12	41,02	,73	,74	,91
7	6,00	11,50	7,80	6,95	9,15	14,70	17,50	38,60	56,10	2,26	99,34	57,70	1,06	1,03	1,32
11	7,10	10,35	3,05	3,50	8,00	15,05	17,45	29,60	47,05	99,72	,44	47,21	,84	,85	,82
15	5,30	8,80	,30	1,50	7,95	13,60	14,10	23,35	37,45	5,01	5,29	47,75	,85	,85	,88
19	97,05	8,60	99,30	96,10	5,80	11,75	5,65	12,95	18,60	4,52	97,81	20,93	,37	,37	,35
23	94,35	8,40	95,95	96,85	7,35	6,50	2,75	6,65	9,40	,97	97,12	7,49	,13	,13	9,96
27	92,90	8,55	91,40	96,00	2,50	6,60	1,45	96,50	997,95	95,69	99,34	992,98	9,87	9,88	9,97
31	91,15	12,45	95,70	98,40	6,00	11,20	9,60	11,30	20,90	95,66	,44	17,00	,31	,30	9,82
35	1,60	15,70	92,15	98,35	7,45	13,85	17,30	11,80	29,10	95,47	5,29	29,86	,53	,53	,42
39	95,20	10,60	94,90	1,25	6,80	13,10	5,80	16,05	21,85	,70	97,81	20,36	,36	,37	,18
43	98,15	10,45	98,35	1,25	8,80	8,65	8,60	17,05	25,65	2,26	97,12	25,03	,45	,45	,85
47	3,05	13,50	4,20	2,75	8,45	12,15	16,55	27,55	44,10	99 72	99,34	43,16	,77	,77	,89
51	6,35	12,25	5,95	8,30	14,65	16,65	18,55	45,55	64,10	5,01	,44	69,55	1,24	1,25	1,31
55	14,25	20,40	13,00	15,70	19,95	26,70	34,65	75,35	110,00	4,52	5,29	119,81	2,14	2,14	2,40
59	14,25	15,95	9,00	15,10	15,40	16,20	30,20	55,70	85,90	.97	97,81	84,68	1,51	1,52	1,42
63	11,55	9,95	6,80	10,65	8,05	13,70	21,50	39,20	60,70	95,69	97,12	53,51	,96	,96	1,13
67	8,50	8,85	2,35	9,65	3,50	3,60	17,35	19,10	36,45	95,66	99,34	31,45	,54	,56	,20
71	8,20	10,65	2,00	10,90	7,50	6,20	18,85	26,60	45,45	95,47	,44	41,36	,74	,74	,41
75	13,20	6,85	98,90	9,65	9,90	7,50	20,05	25,95	46,00	,70	5,29	51,99	,93	,91	,93
79	5,85	0,75	,75	5,30	8,70	3,45	6,60	18,20	24,80	2,26	97,81	24,87	,44	,45	,61
83	,50	,90	1,45	,30	5,80	97,95	1,40	5,50	6,90	99,72	97,12	3,74	,07	,06	,06
87	96,20	95,40	1,00	97,90	99,70	91,55	990,60	990,15	980,75	5,01	99,34	985,10	9,73	9,74	9,85
91	97,05	8,60	99,40	95,20	95,90	90,45	986,55	980,95	967,50	4,52	,44	972,46	9,51	9,51	9,55
95	92,50	93,40	96,25	91,70	97,65	92,35	985,90	977,95	963,85	,97	5,29	970,11	9,47	9,45	9,37
99	92,60	92,15	95,70	91,55	91,45	89,50	984,75	968,25	953,00	95,69	97,81	946,50	9,04	9,01	9,17
103	94,90	87,65	92,10	92,90	89,65	87,55	982,55	962,20	944,75	95,66	97,12	937,53	8,89	8,88	7,77
107	91,00	85,45	93,80	90,40	87,55	86,10	976,45	957,85	934,30	95,47	99,34	929,11	8,73	8,73	8,11
111	85,35	84,80	96,25	85,80	82,10	85,05	970,15	949,20	919,35	,70	,44	920,49	8,58	8,62	7,93
115	89,75	83,25	,00	91,15	79,90	86,35	973,00	957,40	930,40	2,26	5,29	937,95	8,89	8,89	8,83
119	95,15	84,20	,50	92,90	85,05	88,70	979,35	967,15	946,50	99,72	97,81	944,03	9,00	9,00	8,91
123	98,35	88,50	6,50	97,25	91,20	94,90	986,85	989,85	976,70	5,01	97,12	978,83	9,62	9,63	9,74
127	98,20	83,15	,90	94,20	87,35	90,80	981,35	973,25	954,60	4,52	99,34	958,46	9,26	9,26	9,10
131	93,05	82,15	96,25	91,80	84,50	85,40	975,20	957,95	933,15	,97	,44	934,56	8,82	8,84	8,73
135	94,25	86,50	98,15	90,35	82,15	76,85	980,75	947,50	928,25	95,69	5,29	929,23	8,74	8,75	8,39
139	90,45	84,60	93,40	93,25	85,50	83,10	975,05	955,25	930,30	95,66	97,81	923,77	8,64	8,64	7,68
143	93,65	82,00	91,80	91,30	86,85	82,70	975,65	952,65	928,30	95,47	97,12	920,89	8,59	8,59	8,33
147	99,55	89,95	1,20	96,60	97,80	90,90	989,50	986,50	976,00	,70	99,34	976,04	9,57	9,57	9,13
151	,25	94,05	2,55	,60	98,10	87,85	994,30	989,10	983,40	2,26	,44	986,10	9,75	9,76	9,87
155	94,20	91,05	96,80	95,20	94,90	80,75	985,25	967,65	952,90	99,72	5,29	957,91	9,25	9,25	9,27
159	94,80	95,10	3,30	,20	1,75	90,90	989,90	996,15	986,05	5,01	97,81	988,87	9,80	9,84	,23
163	99,40	92,40	,60	,85	1,55	95,20	991,80	998,20	990,00	4,52	97.12	991,64	9,85	9,86	9,76
167	5,85	,10	97,35	5,55	4,00	3,60	5,95	10,50	16,45	,97	99,34	16,76	,30	,29	,33
171	8,70	2,85	98,85	5,50	3,25	2,15	11,55	9,75	21,30	95,69	,44	17,43	,31	,31	,39
175	9,00	6,45	4,45	6,40	,15	2,05	15,45	13,05	28,50	95,66	5,29	29,45	,53	,52	,13
179	5,55	6,20	3,15	4,35	99,55	3,25	11,75	10,30	22,05	95,47	97,81	15,33	,27	,28	,00

worin α die Werte 0, 1, 2, 3 usw. bis 179 annehmen soll. Die Summe $(B - R)^2$ ergab sich wie folgt:

bei Mitnahme der Glieder	$[(B-R)^2]$	m. F.
2α	39,144	$\pm$ 0,47″
4α	25,404	$\pm$ 0,38″
6α	15,423	$\pm$ 0,30″

bei Mitnahme der Glieder $[(B-R)^2]$ m. F.

8α . . . . . 15.355 $\pm 0{,}30''$

10α . . . . . 12,247 $\pm 0{,}27''$

12α . . . . . 11,499 $\pm 0{,}26''$

und für die Koeffizienten A und B fanden sich die Werte:

$$A_0 = 0\ ;$$

$$A_1 = +0{,}263; \qquad B_1 = +0{,}963;$$

$$A_2 = +0{,}081; \qquad B_2 = -0{,}382;$$

$$A_3 = +0{,}332; \qquad B_3 = +0{,}019;$$

$$A_4 = -0{,}015; \qquad B_4 = +0{,}017;$$

$$A_5 = -0{,}146; \qquad B_5 = +0{,}116;$$

$$A_6 = +0{,}090; \qquad B_6 = +0{,}010.$$

Fassen wir zwecks Vereinfachung der Interpolation die Glieder von Sinus und Cosinus mit gleichem Argument zusammen, so nimmt der Ausdruck für den periodischen Teil der Verbesserung folgende Form an:

$$\begin{aligned} y = {} & 0{,}998 \sin(15{,}27^0 + 2\alpha) + 0{,}391 \sin(168{,}07^0 + 4\alpha) \\ & + 0{,}333 \sin(86{,}37^0 + 6\alpha) + 0{,}023 \sin(319{,}35^0 + 8\alpha) \\ & + 0{,}186 \sin(51{,}54^0 + 10\alpha) + 0{,}091 \sin(83{,}48^0 + 12\alpha) + \cdots. \end{aligned}$$

Die Beiträge, die die Glieder mit 8α und 12α liefern, sind nur gering. Sie erreichen nirgends $0{,}10''$ und sind infolgedessen weggelassen worden. Der periodische Bestandteil der Durchmesserverbesserungen erscheint dann in der Gestalt:

$$\begin{aligned} y = {} & 0{,}998 \sin(15{,}27^0 + 2\alpha) + 0{,}391 \sin(168{,}07^0 + 4\alpha) \\ & + 0{,}333 \sin(86{,}37^0 + 6\alpha) + 0{,}186 \sin(51{,}54^0 + 10\alpha). \end{aligned} \qquad 20)$$

Um den Verlauf der Durchmesserverbesserungen und das Verhältnis zwischen periodischem und zufälligem Bestandteil besser übersehen zu können, als dies die Zahlenwerte erlauben, sind in Figur 8, die Korrektionen gemäß Gl. 19a) (gebrochener Linienzug) samt ihrem der obigen Formel (20) entsprechenden periodischen Anteil (Kurve) aufgetragen. Wie man sieht, paßt sich die Kurve bis auf einzelne Stellen dem Verlauf des gebrochenen Linienzuges sehr gut an. Die an einigen Stellen auftretenden größeren Abweichungen sind wohl darauf zurückzuführen, daß die angegebenen Glieder der Fourierschen Reihe mit 8α und 12α und vielleicht noch Glieder höherer als 12. Ordnung bei der Auftragung nicht berücksichtigt worden sind. Die Abweichungen zwischen den gebrochenen Linien und der Kurve können im übrigen geradezu als der Anteil der zufälligen Verbesserungen an den Durchmesserkorrektionen betrachtet werden. Berechnet man ihren Betrag in üblicher Weise aus der Quadratsumme der übrigbleibenden Widersprüche unter Zugrundelegung der Formel 20), so ergibt sich dafür der Wert $\pm 0{,}27''$ und bei Mitnahme der Glieder mit 8α und 12α der Wert $\pm 0{,}26''$. Auch hieraus geht hervor, daß die Mitnahme der genannten Glieder ohne Bedeutung ist.

Die Größe des mittleren, zufälligen Teilungsfehlers ist ein Wertmesser für die Güte der Teilung. Im vorliegenden Falle darf man aus seinem Absolutbetrag den Schluß ziehen, daß die Teilung des Mutterkreises der Hannoverschen Kreisteilmaschine als gut zu bezeichnen ist. Wollte man hieraus noch Schlüsse ziehen bezüglich der Genauigkeit von Kreisteilungen, die mittels dieser Teilmaschine hergestellt wurden, so wäre folgendes zu bedenken. Der mittlere Betrag des Schlotterns, der zu $\pm 0{,}34$ Mikron

gefunden wurde, geht mit seinem linearen Betrag in die neue Teilung ein. Er wird also bei Kreisen von kleinerem Durchmesser als dem des Mutterkreises einen größeren Strichfehler (im Winkelmaß ausgedrückt) erzeugen. Das fehlerhafte Einstellen des zu kopierenden Striches, dessen Betrag gleich dem mittleren Ablesefehler ($\pm 0{,}19''$) angenommen werden kann, geht in dieser Größe in die neue Teilung ein. Zu diesen Fehlerquellen tritt noch hinzu das unsichere Arbeiten des Reißerwerkes und etwa während des Teilungsvorganges eintretende Temperatur- und sonstige Änderungen. Wenn auch diese Fehlerursachen mehr oder weniger zufälligen Charakter haben, so werden sie sich doch teilweise derart kombinieren, daß das Ergebnis als Fehler systematischen Charakters erscheint. Als solche Fehlernester möchte ich im vorliegenden Fall diejenigen Stellen auffassen, bei denen zwischen der Kurve des periodischen Bestandteils der Durchmesserfehler und dem jeweiligen Gesamtbetrag dieser letzteren größere Divergenzen unzweifelhaft periodischen Charakters bestehen. Unter der Annahme, daß es sich bei der untersuchten Teilung beispielsweise um die eines Universals handele, würde sich der mittlere zufällige Teilungsfehler auf ausgeführte Beobachtungen in folgender Weise auswirken: der regelmäßige Teil der Durchmesserfehler, der durch die Glieder einer Fourierschen Reihe mit ungeraden Vielfachen des Zentriwinkels dargestellt wird, verschwindet durch die Ablesung an zwei diametralen Mikroskopen, also z. B. die Exzentrizität. Durch Hinzunahme eines weiteren Mikroskoppaares bzw. Messung an zwei verschiedenen Stellen des Kreises würde in der Formel 20) das Glied mit 2α verschwinden, d. h. der mittlere zufällige Fehler einer Richtung, erzeugt durch die zufälligen Teilungsfehler, beträgt (vgl. S. 310) $\pm 0{,}47''$. Bei Anwendung von sechs Mikroskopen, bzw. von zwei Mikroskopen in drei Kreisstellungen, erreicht der Anteil der zufälligen Verbesserung immer noch den Wert $\pm 0{,}30''$, der im vorliegenden Falle selbst bei Anwendung von weiteren Mikroskopen nicht mehr wesentlich herabgedrückt werden könnte. Dies läßt sich auch aus nachstehender Tabelle, welche die Rosettenkorrektionen der $R(10)$, $R(18)$, $R(24)$, $R(30)$ und $R(40)$ enthält, entnehmen. Diese Rosettenkorrektionen sind ja nichts anderes als Mittel aus der Summe aller absoluten Korrektionen und einer additiven Konstanten. (Vgl. oben S. 303: Die Entstehung von R_0 und S_0.) Es sind z. B. die $\frac{360}{10} = 36$ Rosettenkorrektionen der $R(10)$ $= \frac{1}{10}[x]_{36}^{36}$, worin x der Reihe nach die Werte $0^0, 1^0, 2^0, \ldots, 35^0$ annimmt. Es zeigt sich dabei, daß die Korrektionen der der Rosetten mit 24 und mehr Strichen der Annahme gemäß nur kleine Werte erreichen, so daß man auch hieraus auf die Klein-

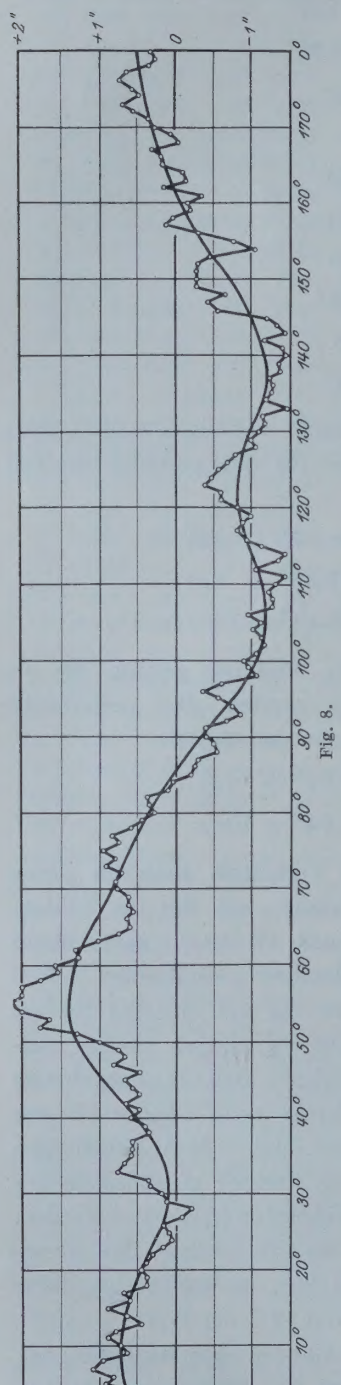


Fig. 8.

Rosettenkorrektionen.

	$R(10)$	$R(18)$	$R(24)$	$R(30)$	$R(40)$
0°	9,81	9,88	,07	9,96	9,99
1	9,86	9,91	9,99	9,94	,10
2	9,95	,03	,07	9,99	9,83
3	,04	9,92	9,96	,02	,00
4	9,99	9,84	9,90	9,95	9,98
5	,11	9,92	9,96	,04	,04
6	,05	9,98	9,99	,03	,00
7	,11	9,98	,16	,04	,04
8	,15	9,82	9,96	,04	,09
9	,07	9,91	9,95	,03	
10	9,92	9,97	,01	9,96	
11	9,99	,01	,01	9,93	
12	,07	,11	,07		
13	,08	,02	9,91		
14	,14	,01	9,98		
15	,25	,14			
16	,24	,26			
17	,17	,24			
18	,29	,01			
19	,23	9,94			
20	,11				
21	,14				
22	,08				
23	,05				
24	9,99				
25	9,87				
26	9,90				
27	9,79				
28	9,77				
29	9,81				
30	9,76				
31	9,78				
32	9,84				
33	9,89				
34	9,91				
35	9,77				

heit der Rosettenkorrektionen der $R(90)$ schließen und sie bei der Ermittlung der Durchmesserverbesserungen praktisch vernachlässigen darf. Man kann sich die Entstehung der Rosettenkorrektion auch noch folgendermaßen vorstellen. Liest man nämlich der Reihe nach mittels eines Mikroskoppaares an n gleichmäßig über den Umfang verteilten Kreisstellen ab, so ist das Mittel aus den n Ablesungen in ziemlichem Maße von dem systematischen Teilungsfehler frei. Dies trifft schon bei einem verhältnismäßig geringen Wert von n zu. Für den zufälligen Betrag des Gesamtteilungsfehlers gilt dies jedoch erst, wenn n entsprechend groß genommen wird.

12. Die Gewichte der Durchmesserverbesserungen.

Zum Schluß mögen noch einige Bemerkungen bezüglich der Gewichte der Verbesserungen folgen. Die Ermittlung derselben bietet keine Schwierigkeiten. Aus den Normalgleichungen 19) ergibt sich ohne weiteres, daß alle Verbesserungen mit dem gleichen Gewicht erhalten werden, weil sämtliche Normalgleichungen konform sind. Da 45 Unbekannte in 45 Normalgleichungen vorhanden sind, so findet sich das reziproke

Gewicht einer Unbekannten, wenn man in einer dieser Gleichungen $C_x = 1$, in den übrigen gleich Null setzt. Wegen der Voraussetzung $[(x)] = 0$ muß links eine Konstante k hinzugefügt werden. Die Summe der 45 Gleichungen liefert $k = \frac{1}{45}$. An die Stelle der einzelnen (x) in T treten die Hansenschen Hilfsgrößen Q. Beachtet man, daß in den Gleichungen 16) und 17) $T_0 = 0 = D_0 = E_0 = 1$ werden, wenn die $C = 1$ sind, und ferner, daß auch hier infolge der Bedingung $T_0 = 0$ dieselbe Größe k hinzugefügt werden muß, so wird für die $R(10)$ und $R(18)$, d. h. für 5 bzw. 9 Durchmesser, der Gewichtsbeitrag

$$R_x = -\frac{5}{9}k + \frac{1}{9};$$

$$S_x = -\frac{9}{5}k + \frac{1}{5}.$$

Und damit wird das reziproke Gewicht einer Verbesserung

$$\frac{1}{14}\left[\left(1+\frac{1}{5}+\frac{1}{9}\right)-\frac{1}{45}\left(1+\frac{9}{5}+\frac{5}{9}\right)\right] = \frac{1{,}237}{14} = \frac{1}{11{,}3}.$$

Das Gewicht einer Verbesserung ist also gleich 11,3, wenn Halbreihen ohne Wiederholung gemessen werden. In diesem Falle wären 1080 Ablesungen erforderlich gewesen. Nun sind aber 4320 Ablesungen für jede $R(90)$ ausgeführt worden, weil vollständige Reihen beobachtet und diese rückwärts wiederholt wurden. Das Gewicht einer Verbesserung wird daher, wenn als Gewichtseinheit die einzelne Mikroskopablesung eingeführt wird: $4 \cdot 11{,}3 = 45{,}2$. Damit ergibt sich die Aufwandszahl Bruns, *Astron.-Nachr. 1892*):

$$Z = \frac{E}{S \cdot G} = \frac{4320}{45 \cdot 45{,}2} = 2{,}12,$$

worin bedeuten: E die Zahl der Einstellungen, S die Zahl der Unbekannten, G das Gewicht einer jeden Verbesserung.

13. Die Strichverbesserungen.

In ähnlicher Weise wie die Durchmesserverbesserungen wurden schließlich auch die Strichverbesserungen aus den $R(90)$ ermittelt. Es war aus früher Dargelegtem von vornherein anzunehmen, daß deren Bestimmung nicht sehr sicher ausfallen würde. Zunächst mußte jedenfalls erwartet werden, daß ihre Werte durch die Exzentrizität beeinflußt seien. Dies war jedoch überraschenderweise nur in geringem Maße der Fall. In der Tabelle VII sind die Zahlenwerte der Strichkorrektionen, wie sie sich aus den Rosetten $R(90)$ ergaben, mitgeteilt. In diesen Werten steckt noch der Einfluß des unregelmäßigen Ganges der Achse neben dem regelmäßigen Teil der Exzentrizität, sowie die Vernachlässigung der Rosettenkorrektionen der $R(90)$, die aber, wenn man aus denjenigen für die $R(90)$ der Durchmesserverbesserungen einen Schluß ziehen darf, nur gering sind. In Fig. 9 sind die Strichverbesserungen der besseren Übersicht wegen gleichfalls aufgetragen. Der Vergleich mit dem in Fig. 8 aufgezeichneten Verlauf der Durchmesserverbesserungen zeigt, daß die Linienzüge gleichartig verlaufen. Die Differenz der Abweichungen ist größer bei den Strichen, wo sie bei den Extremen den Wert 4,56″ erreicht, als bei den Durchmessern, wo sie in maximo 3,59″ beträgt. Bildet man aus den Verbesserungen diametraler Striche das Mittel (vgl. Formel 12), also die Durchmesserkorrektion, so erhält man durchgehends Werte, die gut mit den direkt berechneten Durchmesserverbesserungen übereinstimmen. Nur vereinzelt finden Abweichungen $> 0{,}1''$ statt. Das Mittel der Absolutbeträge der Ab-

weichungen: direkt ermittelte Durchmesserverbesserung minus Verbesserung, gemittelt aus diametralen Strichen, beträgt im Mittel aus allen vier Rosetten $R(90) \pm 0{,}06''$. Die Übereinstimmung ist somit besser, als ursprünglich erwartet werden durfte, woraus zu schließen ist, daß die Einwirkung des Schlotterns nur gering war. In Bemerkungen, Seite 91, ist (in Formel 12) angegeben, daß zu einer einwandfreien

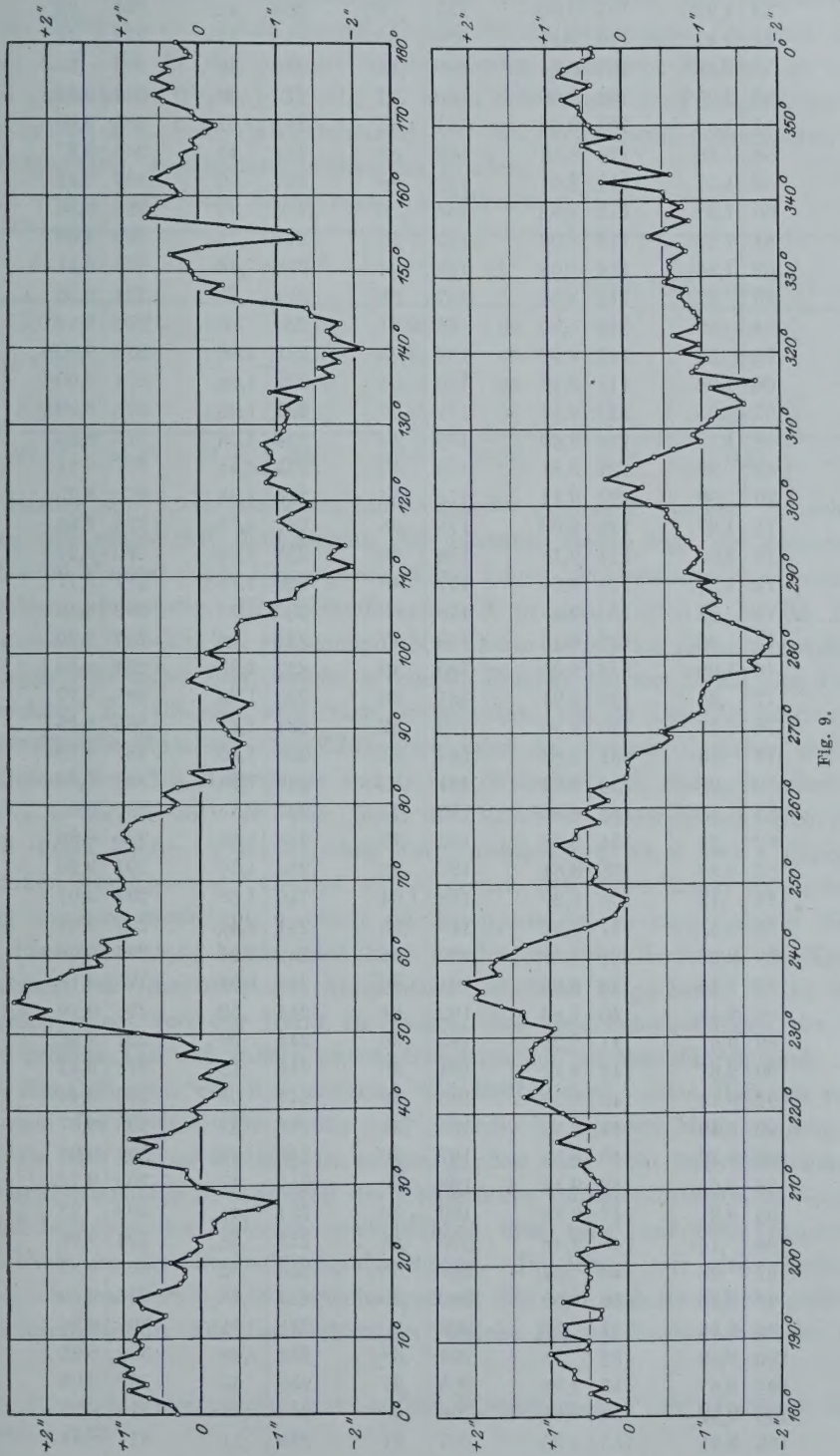


Fig. 9.

Bestimmung der Strichverbesserungen noch die Größen H und J bekannt sein müßten, welche die Beziehung vermitteln, die zwischen dem als fest angenommenen Mikroskop-

Tabelle VII. Werte der Strichverbesserungen aus den $R(90)$.

0	,31	52	2,20	104	9,46	156	9,60	208	,55	260	,46	312	8,76
1	,38	53	1,94	105	9,00	157	,72	209	,42	261	,22	313	8,44
2	,67	54	2,42	106	9,11	158	,60	210	,31	262	,44	314	8,58
3	,96	55	2,28	107	8,74	159	,48	211	,42	263	,25	315	8,85
4	,70	56	2,25	108	8,69	160	,22	212	,50	264	9,99	316	8,32
5	1,01	57	1,82	109	8,54	161	,33	213	,61	265	9,98	317	9,08
6	,90	58	1,69	110	8,56	162	,60	214	,48	266	9,97	318	9,06
7	1,14	59	1,27	111	8,01	163	,38	215	,50	267	9,92	319	8,92
8	,83	60	1,38	112	8,32	164	,20	216	,91	268	9,54	320	9,28
9	,78	61	1,20	113	8,23	165	,20	217	,72	269	9,39	321	9,01
10	,87	62	1,34	114	8,08	166	,04	218	,46	270	9,51	322	9,36
11	,84	63	,87	115	8,60	167	,08	219	,75	271	9,28	323	9,01
12	,64	64	,99	116	8,80	168	9,91	220	,90	272	9,12	324	9,01
13	,47	65	,88	117	8,93	169	9,75	221	1,08	273	9,00	325	9,03
14	,78	66	1,08	118	8,78	170	,04	222	1,38	274	9,00	326	9,16
15	,81	67	1,06	119	8,57	171	,07	223	1,22	275	8,98	327	9,26
16	,56	68	1,18	120	8,69	172	,46	224	1,08	276	8,95	328	9,13
17	,26	69	,99	121	8,84	173	,57	225	1,41	277	8,81	329	9,45
18	,22	70	,99	122	9,11	174	,34	226	1,34	278	8,25	330	9,38
19	,21	71	1,07	123	9,03	175	,58	227	1,25	279	8,33	331	9,39
20	,40	72	1,08	124	9,18	176	,40	228	1,25	280	8,27	332	9,38
21	,15	73	1,31	125	9,04	177	,49	229	1,18	281	8,17	333	9,19
22	,02	74	,88	126	9,05	178	,09	230	1,10	282	8,10	334	9,26
23	,16	75	,90	127	9,15	179	,17	231	,92	283	8,26	345	9,66
24	9,82	76	1,02	128	9,00	180	,49	232	1,35	284	8,60	336	9,40
25	9,81	77	,93	129	8,91	181	,08	233	1,33	285	8,77	337	9,10
26	9,68	78	,77	130	8,89	182	,32	234	1,61	286	8,95	338	9,43
27	9,24	79	,39	131	8,83	183	,51	235	1,99	287	8,72	339	9,20
28	9,00	80	,28	132	8,87	184	,32	236	1,89	288	8,83	340	9,45
29	9,77	81	,48	133	8,62	185	,75	237	2,15	289	9,02	341	9,45
30	,05	82	,34	134	9,08	186	,73	238	1,69	290	8,86	342	,27
31	,19	83	9,88	135	8,64	187	,92	239	1,76	291	9,20	343	9,35
32	,17	84	,13	136	8,27	188	1,04	240	1,68	292	9,07	344	9,76
33	,81	85	9,55	137	8,42	189	,55	241	1,47	293	9,01	345	,12
34	,78	86	9,56	138	8,18	190	,54	242	1,26	294	9,06	346	,36
35	,56	87	9,55	139	8,36	191	,86	243	1,04	295	9,18	347	,52
36	1,02	88	9,44	140	7,86	192	,84	244	,52	296	9,29	348	,03
37	,39	89	9,61	141	8,25	193	,36	245	,29	297	9,32	349	,39
38	,20	90	9,67	142	8,32	194	,36	246	,15	298	9,44	350	,46
39	9,98	91	9,74	143	8,16	195	,89	247	,06	299	9,44	351	,55
40	,10	92	9,49	144	8,53	196	,58	248	,02	300	9,67	352	,54
41	9,93	93	9,32	145	8,56	197	,56	249	,22	301	9,99	353	,77
42	9,79	94	9,65	146	9,44	198	,50	250	,47	302	9,73	354	,57
43	9,67	95	9,91	147	9,88	199	,53	251	,41	303	,22	355	,46
44	,03	96	,15	148	9,68	200	,46	252	,38	304	9,96	356	,84
45	9,85	97	,03	149	,04	201	,66	253	,52	305	9,87	357	,77
46	9,58	98	9,70	150	,09	202	,55	254	,68	306	9,59	358	,60
47	,29	99	9,69	151	,12	203	,10	255	,91	307	9,36	359	,39
48	,03	100	9,89	152	,33	204	,38	256	,69	308	8,95		
49	,26	101	9,67	153	9,94	205	,37	257	,65	309	9,08		
50	,82	102	9,52	154	8,64	206	,69	258	,34	310	8,93		
51	1,58	103	9,51	155	8,83	207	,51	259	,51	311	8,84		

zentrum und dem beweglich gedachten Kreiszentrum für jede durch eine Drehung erzeugte Kreislage besteht. Diese Größen lassen sich zwar nicht angeben, es darf jedoch aus dem vorliegenden Ergebnis geschlossen werden, daß ihre Beträge nur gering sind.

14. Über die Festigkeit der Mikroskope.

Es seien noch einige Bemerkungen über die Festigkeit der Mikroskope angeschlossen. Bildet man gemäß Formel 7) die Normalgleichungen bezüglich der Abweichungen I, II, III, IV für mehrere hintereinander gemessene Reihen, so erlauben die daraus gefundenen Werte I, II, III, IV einen Schluß auf die Festigkeit der Mikroskope. So waren z. B. beim Winkelabstand 36° die nachstehend aufgeführten Reihen mit den beigesetzten Ergebnissen beobachtet worden:

Beim ersten Satz jeder Reihe stand im Mikroskop I:

Strich	6°	7°	8°	9°	10°	11°	Δ 7 minus 6	Δ 9 minus 8	Δ 11 minus 10
I	8,03	8,36	8,55	8,34	7,96	7,69	,33	9,79	9,73
II	,49	,33	,30	,54	,52	,39	9,84	,24	9,77
III	,39	,56	,47	,50	,57	,66	,17	,03	,09
IV	1,08	8,97	8,68	8,63	7,95	1,04	9,89	9,96	,09
Temp.	20,6°	20,3°	21,2°	20,7°	20,4°	19,8°	— 0,3°	— 0,5°	— 0,6°

Die Reihen sind stets paarweise hintereinander gemessen worden. Zwischen der Beendigung der einen und dem Beginn der nächsten Reihe liegt ein Zeitraum von etwa 15 bis 30 Minuten. Die Reihenpaare selbst folgen in Abständen von meist mehreren Stunden aufeinander. Die Veränderungen Δ in den Werten I, II, III, IV sind aus vorstehender Tabelle zu entnehmen. Man kann zweifellos daraus ersehen, daß Schwankungen vorhanden sind, welche vereinzelt Beträge bis zur Größe der Teilungsfehler erreichen. Es läßt sich aber nicht entscheiden, ob die Ursache hiervon allein in nicht genügender Stabilität der Mikroskope oder in anderen Ursachen zu suchen ist. Die Befestigung der Mikroskope war in der Weise erfolgt, daß, wie schon früher erwähnt, Nr. 1 und 3 auf der quer über die Maschine laufenden Schiene für das Reißerwerk durch Halter in der üblichen Form aufmontiert, Nr. 2 und 4 dagegen an 30 mm starken Messingsäulen befestigt waren, derart, daß diese Säulen möglichst nahe der Teilung standen. Stellte ich in ihnen ein Strichpaar ein, so mußte durch Stöße an die Säule diese schon sehr heftig erschüttert werden, ehe eine Änderung der Trommelablesung eintrat, die den mittleren Ablesefehler erheblich überschritt. Es ist deshalb die Möglichkeit nicht von der Hand zu weisen, daß jene Schwankungen der Mikroskope zum größten Teil auf andere unbekannte Ursachen zurückzuführen sind. Hierzu rechne ich Einwirkungen der Körperwärme des Beobachters, sowie dadurch erzeugte Deformationen des Kreises. Die Größe 0,33″, welche in linearem Maß bei dem untersuchten Kreis 0,83 Mikron beträgt, ist so gering, daß man wohl ihre Entstehung entweder auf ungleichmäßige Bewegungen der Kreisscheibe infolge Störungen in der Homogenität und Isotropie des Materials zurückführen darf oder auf eine entsprechende Veränderlichkeit in der Beobachtungseinrichtung. Im Mittel aus allen Reihen der $\delta(10)$ fand ich den Wert $\pm$ 0,09″, welcher gut mit den von anderer Seite[1]) gefundenen Beträgen übereinstimmt. Die Beobachtungen, welche für die Bestimmung der Durch-

[1]) Vgl. Förster, Untersuchung einer automat. Kreisteilmaschine usw. *Veröffentl. des Geod. Instituts. Berlin 1922.*

messerkorrektionen gedient haben, sind bezüglich ihrer Anzahl doppelt so zahlreich wie diejenigen für die Striche, weil man, wie früher ausgeführt ist, im letzteren Fall nur Halbreihen zu messen brauchte. Da jede Halbreihe gegen ihre vorhergehende um 180° verschoben ist, und außerdem sofort rückwärts wiederholt wurde (also Messungsfolge z. B. 0°—180°; 180°—360°; 360°—180°; 180°—0°), so darf man annehmen, daß durch die Ablesung diametraler Striche nach erfolgter Drehung um 180° das Schlottern eliminiert wurde; denn durch die Ablesungen eines Strichpaares an diametralen Mikroskopen fällt der unregelmäßige Teil der Exzentrizität aus dem Mittel der beiden Ablesungen heraus, und das Mittel aus Ablesungen eines Strichpaares in zwei um 180° verschiedenen Stellungen des Kreises ist demnach unbeeinflußt von jeder Art von Exzentrizität. Dieser Mittelwert ist aber derjenige Betrag, der in die Ausgleichung nach Durchmessern eingeht. Das Ergebnis dieser letzteren ist also auch von den Einwirkungen der oben angegebenen Bewegungen der Mikroskope, bzw. des Kreises, sofern man ihnen einen der Zeit proportionalen Verlauf zuerkennt, frei. Dies tritt deutlich hervor, wenn man die Werte I, II, III, IV für jede Halbreihe getrennt berechnet und dann mittelt. Für die Reihen 8° und 9° z. B. ergeben sich folgende Werte:

	8°		9°		Mittel		
	8°—188°	188°—8°	9°—189°	189°—9°			
I	9,29	9,26	9,27	9,06	9,28	9,17	Δ I $-0{,}11$
II	9,18	9,12	9,52	9,02	9,15	9,27	Δ II $+0{,}12$
III	9,15	9,32	9,21	9,29	9,24	9,25	Δ III $+0{,}01$
IV	9,37	9,30	9,20	9,43	9,34	9,31	Δ IV $-0{,}03$
							$-0{,}01$

Wie man sieht, sind die Unterschiede innerhalb der Halbreihen gering. In den Werten I, II, III, IV stecken zweifellos noch Einflüsse der Achsenluft. Jedoch ist nicht ausgeschlossen, daß in ihnen auch ein gewisser systematischer Fehlereinfluß zur Geltung kommt. Betrachtet man nämlich Fig. 6, so läßt sich nicht übersehen, daß die Gruppierung der einzelnen Mittelpunktslagen etwa so erfolgt ist, daß sie längs der Winkelhalbierenden des ersten und vierten Quadranten liegen. Auch hier scheint eine in gewissem Sinne regelmäßige Bewegungsrichtung der Achse angedeutet zu sein.

15. Die Ergebnisse.

Die von Herrn Binnewies seinerzeit ermittelten Durchmesserkorrektionen waren nach der Methode von Bessel gefunden worden, wie sie u. a. von Herrn Geheimrat Oertel im 5. Heft der Astronomisch-Geodätischen Arbeiten in Bayern, München 1903 gelegentlich der Untersuchung der beiden Kreise eines Repsoldschen Universalinstruments ausführlich dargestellt ist. Zunächst wurden die Durchmesserverbesserungen der 5°-Striche ermittelt unter Annahme der Korrektion Null für den 0°-Strich. Die 1°-Striche wurden dann eingeschaltet. Ich habe nun, um eine Vergleichung durchführen zu können, die Binnewiesschen Korrektionen der 5°-Striche auf die Bedingung $[x] = 0$ gebracht. Die auf diese Art erlangten Werte der Korrektionen stimmen leidlich überein mit den von mir aus den $R(90)$ gefundenen Werten. Ihre durchschnittliche Abweichung beträgt $\pm 0{,}13''$. Wenn ich die so gefundenen Werte in die Gleichungen für die Einschaltung der 1°-Striche einsetze, ergeben sich die Werte, welche in Spalte 15 der Tafeln III bis VI aufgeführt sind. Die Übereinstimmung ist weniger befriedigend, als bei den 5°-Strichen. Dies läßt sich am besten aus der Fig. 8

erkennen. Der gebrochene Linienzug, der in seinem allgemeinen Verlauf mit dem der Fig. 8 übereinstimmt, ist sehr viel unruhiger als jener. Für diejenigen 1^0-Striche, deren Zahlenwert nicht durch 5 teilbar ist, weist er erhebliche Sprünge auf. Dies ist durch die Art des Zustandekommens dieser Werte ohne weiteres erklärlich: die Einschaltung bedingt eben eine beträchtliche Fehleranhäufung. Ich habe weiter noch die Kurve des periodischen Bestandteils der Fig. 9 nach Fig. 10 übertragen, um zu sehen, wie diese sich zu dem gebrochenen Zug verhält. Unter Berücksichtigung der weiter oben erwähnten Vernachlässigungen kann man wohl die Formel 20) auch hier als hinreichende Darstellung des systematischen Fehlers betrachten. Wie weit im übrigen die aus dem Besselschen Verfahren erhaltenen Werte beeinflußt sind von dem dabei benutzten Instrumentarium (Herr Binnewies hat zu seinen Messungen die in Abschnitt 5 erwähnten, bei der Maschine vorgefundenen Mikroskope benutzt), sowie von dem regelmäßigen Pendeln der Achse, möge dahingestellt bleiben. Jedenfalls kann das Beobachtungsmaterial nicht als völlig homogen bezeichnet werden. Gegenüber der Eleganz der Brunsschen Rosettenmethode, die gerade im vorliegenden Fall recht in die Erscheinung tritt, muß das Besselsche Einschaltungsverfahren sowohl was die Einfachheit der Ausgleichung, als auch den erforderlichen Arbeitsaufwand angeht, in der Praxis zurückstehen. Dies tritt besonders hervor, wenn man die zur Bestimmung der Durchmesserkorrektionen notwendigen Mikroskopablesungen aus beiden Verfahren miteinander vergleicht. Zur Bestimmung der 5^0-Striche nach Bessel sind 13284 Ablesungen ausgeführt worden, während die 4^0-Striche nach Bruns aus 4320 Ablesungen abgeleitet wurden. Zwecks Einschaltung der 1^0-Striche hat Herr Binnewies weitere 28512 Ablesungen ausgeführt, wohingegen die Messungen der drei weiteren Rosetten $R(90)$ einen Aufwand von 12960 Ablesungen bedingten. Insgesamt sind also nach Bruns 17280 Ablesungen gegen 41760 nach Bessel vorgenommen worden, um die 1^0-Striche zu bestimmen, Ein weiterer Nachteil des Besselschen Verfahrens gegenüber dem Brunsschen ist die erhebliche Ungleichheit der Gewichte, mit denen die einzelnen Durchmesserverbesserungen aus dem Messungs- und Ausgleichungsverfahren hervorgehen.

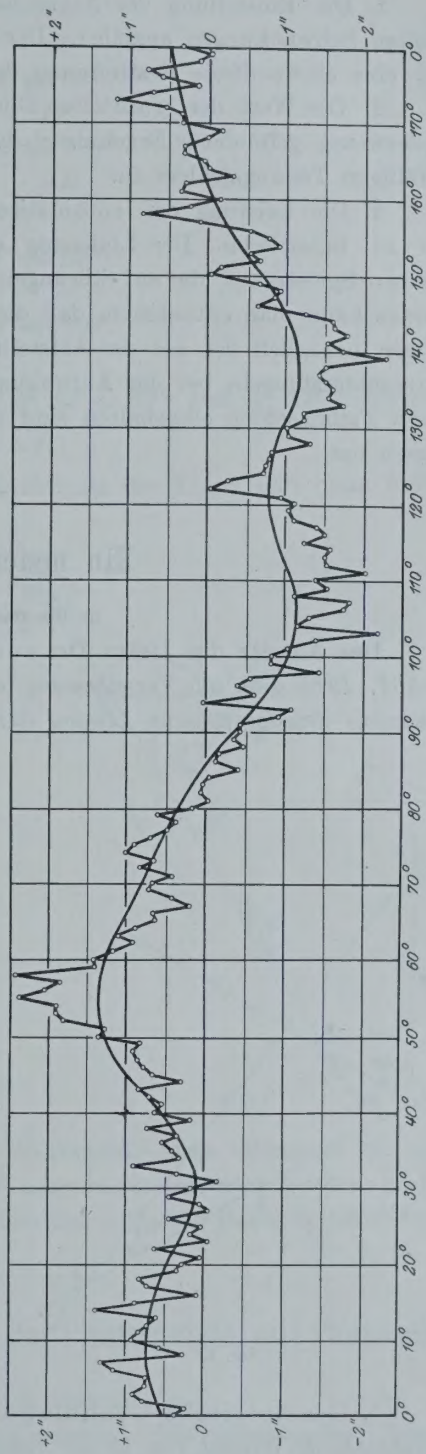


Fig. 10.

Faßt man die wesentlichen Ergebnisse der ausgeführten Untersuchungen nochmals kurz zusammen, so fand sich folgendes:

1. Die Einstellung der Achse ist so geregelt worden, daß sie nur noch unregelmäßige Schwankungen ausführt. Der Betrag des Schlotterns ist jedoch noch so groß, daß eine einwandfreie Bestimmung der Strichfehler praktisch nicht völlig gesichert ist.

2. Der Wert der ermittelten Durchmesserverbesserungen bewegt sich im Rahmen anderweitig gefundener Ergebnisse; dies trifft insbesondere für den Wert des mittleren zufälligen Teilungsfehlers zu.

3. Die Leistung der automatischen Teilmaschine ist im vorliegenden Fall als gut zu bezeichnen. Der Linienzug der Durchmesserverbesserungen weist keine abnormen Spitzen auf, die auf Störungen während des Teilungsvorganges schließen ließen. Daraus kann man entnehmen, daß die in Untersuchung § 29 ausgesprochenen Forderungen bezüglich der bei der Aufstellung und beim Arbeitsvorgang zu beobachtenden Vorsichtsmaßregeln bei der Auftragung der Teilung des Mutterkreises der Hannoverschen Teilmaschine eingehalten sind und der Erfolg in der Tat ihre Berechtigung erwiesen hat.

Ein neuer Winkelinversor.

Von

Dr.-Ing. **Otto Lacmann** in Moskau.

Der Aufsatz des Herrn Dr. von Gruber über Inversoren in *dieser Zeitschr. 45. S. 561. 1925* gibt mir Veranlassung zur Beschreibung eines Winkelinversors, dem eine bekannte monographische Lösung der Gleichung $1/a + 1/b = 1/f$ zugrunde liegt.

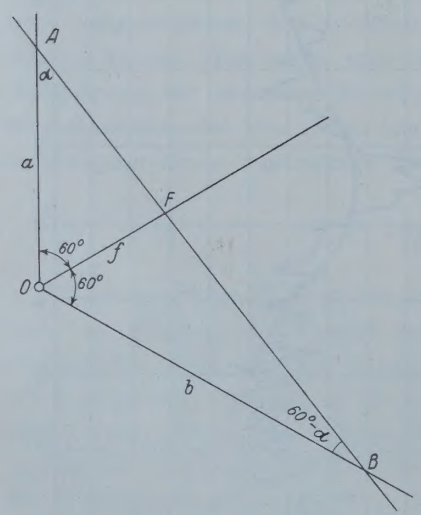


Fig. 1.

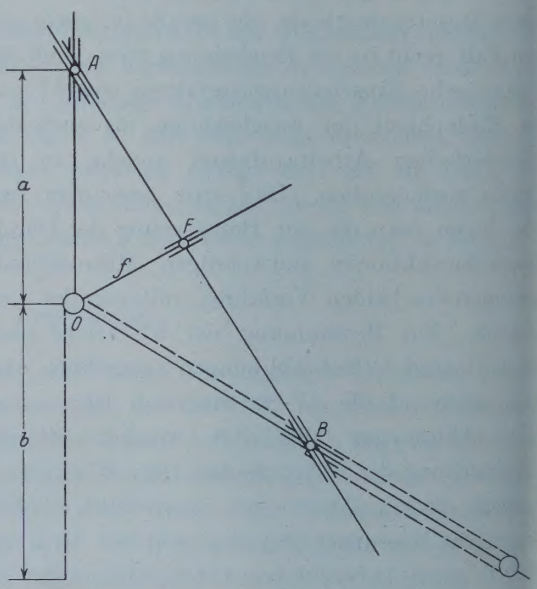


Fig. 2.

1. Geometrische Grundlage. Die Strahlen $O—A$ und $O—B$ bilden mit dem Strahl $O—F$ Winkel von je 60^0 (siehe Fig. 1). Eine beliebige Gerade AB schneide von den drei Strahlen die Strecken a, f und b ab. Die Anwendung des Sinussatzes auf die Dreiecke OFA, OBA, OBF und OAB ergibt nachstehende Gleichungen 1 bis 4.

$$\sin\alpha = \frac{f\cdot\sin 60^0}{AF}, \qquad 1)$$

$$\sin\alpha = \frac{b\cdot\sin 120^0}{AB}, \qquad 2)$$

$$\sin(60^0-\alpha) = \frac{f\cdot\sin 60^0}{BF}, \qquad 3)$$

$$\sin(60^0-\alpha) = \frac{a\cdot\sin 120^0}{AB}. \qquad 4)$$

Aus 1) und 2) bzw. 3) und 4) folgt:

$$\frac{AB\cdot\sin 60^0}{b} = \frac{AF\cdot\sin 120^0}{f}, \qquad 5)$$

$$\frac{AB\cdot\sin 60^0}{a} = \frac{BF\cdot\sin 120^0}{f}. \qquad 6)$$

Durch Addition erhalten wir, da $AB = AF + BF$ und $\sin 120^0 = \sin 60^0$:

$$1/a + 1/b = 1/f.$$

2. Konstruktive Möglichkeiten. Das Schema der Fig. 2 läßt ohne weiteres eine Möglichkeit der konstruktiven Durchbildung des Inversors erkennen, bei der die Übertragung der Strecke b auf die Projektionsebene (oder Bildebene) durch Stahlband erfolgt. Der Inversor erinnert an den Holstinversor, hat aber vor diesem den Vorteil, daß die Brennweite f selbst in die Verschiebungsrichtung des Rotationszentrums eingeht, anstatt wie bei letzterem $f\cdot\sqrt{2}$. Will man das Stahlband vermeiden, so kann man den Doppelarm in F um 60^0 knicken und die Gleitschiene OB um O gleichfalls um 60^0 so drehen, daß sie in die Verlängerung der Schiene AO fällt. Die Richtigkeit dieses mir freundlichst von Herrn Dr. von Gruber-Jena mitgeteilten Gedankens ergibt sich ohne weiteres aus der Kongruenz der Dreiecke OFB und $O'FB'$ in Fig. 3. Da sich die Strecken a und b um den Betrag $OO' = f$ überlagern, muß allerdings bei dieser Ausführungsform der Betrag f entweder in B' oder in A angesetzt werden, je nachdem das eine gesteuerte Organ in fester Verbindung mit dem Punkt O oder O' steht.

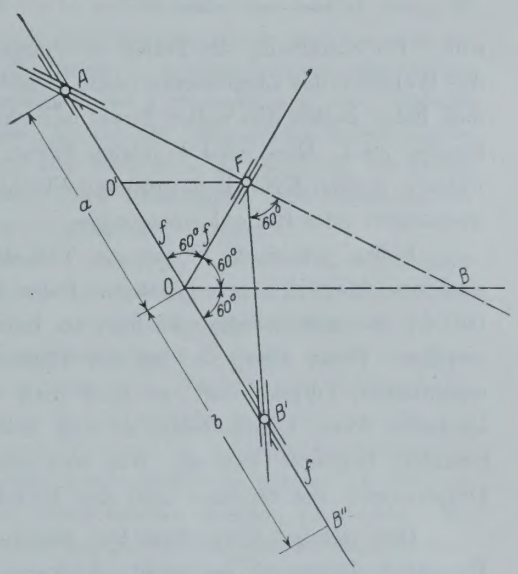


Fig. 3.

Über Bogen usw. als Lichtquelle bei der Photometrie mit Photozellen.

Von

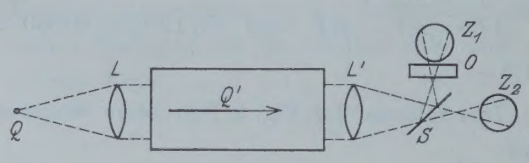
B. Kurrelmeyer, Nat. Res. F., in Cambridge, U. S. A.

In seiner bekannten Arbeit über das registrierende Mikrophotometer[1]) bemerkt P. P. Koch (S. 715): „Leider ist die irdische Lichtquelle größter Flächenhelligkeit, nämlich der Krater des elektrischen Lichtbogens, zeitlich wie hauptsächlich örtlich nicht so konstant,

[1]) P. P. Koch, *Ann. d. Physik (IV)* **39.** *S. 705. 1912.*

daß man ihn ohne Umständlichkeiten zum Registrieren benutzen könnte Denn wenn auch die Kompensationsschaltung Schwankungen in der Lichtstärke des örtlich ruhig stehenden Kraters in beträchtlichem Maße kompensieren kann (vgl. S. 733), so bewirkt das Wandern des Kraters wegen der Verschiedenheit des Strahlenganges zur Zuleitungszelle Z_1 und den Ableitungszellen Z_2 und Z_3 leicht, daß sich die Beleuchtung der Zellen nicht im gleichen Verhältnis ändert, wodurch naturgemäß eine Kompensation nicht mehr eintritt."

In vielen Fällen kann man aber die Strahlengänge zu den beiden Zellen (die dritte fällt bei richtiger Konstruktion weg[1]) praktisch identisch machen, indem man einen Strahl an geeigneteter Stelle durch eine Glasplatte oder sonstigen planen Halbspiegel teilt. Die Anordnung ist in nebenstehender Figur schematisch gezeichnet: Q ist die Lichtquelle, welche jetzt ein Kohle- oder Quecksilberbogen sein darf, L und L' geeignete Linsen, Q' eine beliebige optische Anodnung (Spektralzerlegung, Filter, Polarisationsapparat oder dgl.), S der Halbspiegel, Z_1 und Z_2 die Zellen. Vor Z_1 befindet sich das Objekt O (Filter, photogr. Platte, Kristall, Analysator-Nicol usw.), dessen veränderliche Absorption bestimmt werden.



soll. (Die Schaltung der Zellen ist genau wie bei Koch.) Unter diesen Umständen wird das Wandern des Lichtbogens beide Strahlen im gleichen Verhältnis ändern, vorausgesetzt, daß beide Zellen den vollen Strahl aufnehmen, d. h. daß in O keine weiteren Blenden vorhanden sind. Dies wird in vielen Fällen zutreffen, bei der Messung der Absorption von Filtern, großen Kristallen, größeren Flächen einer Platte, auch eventuell bei Polarisationsmessungen oder Reflexiosmessungen.

Sollte jedoch in O nur ein Teil des Strahlquerschnittes ausgeblendet werden, so sind zwei Möglichkeiten gegeben. Falls die Blenden in O genügend weit vom eigentlichen Objekt entfernt werden dürfen, so kann der Spiegel hinter die letzte Blende gesetzt werden. Wenn aber, wie bei der Photometrie von Platten, die Blende dicht vor dem eigentlichen Objekt liegt, so muß man versuchen, den anderen Strahlengang in genau ähnlicher Weise abzublenden, so daß beide Zellen von entsprechenden Teilen der beiden Strahlen belichtet werden. Wie weit dies gelingt, hängt in jedem Einzelfall von den Dimensionen des Strahles und der Blenden, und von der Konstanz der Lichtquelle ab.

Das richtige Verhältnis für die Intensitäten der beiden Strahlen wird durch die Versuchsbedingungen bestimmt. Es kann weitgehend geändert werden durch Einschaltung eines homogenen Filters in den einen oder den anderen Strahlengang. Man muß natürlich immer dafür sorgen, daß die Helligkeitsschwankungen der Lichtquelle nicht zu stark werden. Nach den Angaben von Koch (a. a. O. S. 733), und nach eigenen Erfahrungen sind Schwankungen von selbst einigen Hundert Prozent gar nicht störend.

Jedenfalls wird es auf diese Weise möglich sein, für viele Zwecke die große Intensität, welche der Bogen in allen Teilen des Spektrums liefert, für die Photometrie mit Photozellen zu verwenden.

Jefferson Physical Laboratory, Harvard University.

Cambridge, Mass. U. S. A.

März 1926.

---

[1]) F. Goos, *Diese Zeitschr.* **41.** *S. 313, 1921.*

Referate.

Sir William Herschel-Nummer.

Transactions of the Optical Society. 1924—25, Vol. XXVI, Nr. 4

Die großen Fortschritte, die heute die technischen Wissenschaften in kurzen Zeiten machen, und die hervorragend durchgebildeten Hilfsmittel, die sie der Forschung liefern, lassen es gewiß interessant erscheinen, auch den Blick einmal wieder rückwärts zu wenden und Vergleiche zu ziehen zwischen den Arbeiten unserer Großväter mit ihren Ergebnissen und den heutigen Hilfsmitteln, besonders soweit es die naturwissenschaftlichen Fragen betrifft. Deshalb kann es gewiß begrüßt werden, wenn man ab und zu einmal Einblick erhält in die Laboratorien und Observatorien vor 100 und mehr Jahren. Einen solchen gewährt der vor kurzem in einem Hefte der „Transactions of the Optical Society" London erschienene Bericht über die noch aus der Nachlassenschaft W. Herschels vorhandenen und zum weitaus größten Teil von ihm selbst hergestellten optischen Instrumente, vor allem seine großen Spiegelteleskope.

Was in diesem Hefte von Dr. W. H. Steavenson, F.R.A.S. mitgeteilt wird, ist im wesentlichen eine Wiedergabe des um einige Abbildungen erweiterten Aufsatzes, den der Verfasser in dem September-Heft des 47. Jahrganges von *„The Observatory"* veröffentlicht hat. Dr. Steavenson hat im Sommer 1924 durch das Entgegenkommen der beiden Enkelinnen des großen Astronomen, die in Slough, dem Wohnort Sir W. Herschels von 1786 bis zu seinem Tode, den Nachlaß desselben betreuen, Gelegenheit gehabt, alle noch dort vorhandenen optischen Instrumente und besonders die vielen einzelnen Teile solcher, als Spiegel, Okulare, Triebwerke u. a. einer genauen Besichtigung und zum Teil auch Prüfung zu unterziehen. Die Resultate dieser Untersuchungen sind, begleitet von einer Anzahl schöner photographischer Darstellungen, in der hier vorliegenden Schrift niedergelegt und derselben ein Verzeichnis aller Objekte, die sich noch in Slough befinden, mit kurzer Beschreibung hinzugefügt. Es dürfte von Interesse sein, diese Mitteilungen auch deutschen Gelehrten und Werkstätten, wenigstens in kurzem Auszuge, zugänglich zu machen.

Neben seiner vielseitigen Tätigkeit als ausübender, sogar große Oratorien dirigierender Musiker, widmete Herschel seine ganze freie Zeit astronomischen Arbeiten und der Herstellung der dazu nötigen Instrumente. So entstanden außer einer Anzahl kleinerer Fernrohre bald 7-, 10- und einige 20-füßige Teleskope (1 Fuß engl. = 0,305 m), und namentlich mit diesen letzteren sind die wesentlichen stellaren Forschungen W. Herschels und später seines Sohnes John Herschel ausgeführt worden. W. Herschel verfertigte die kleineren dieser Instrumente für den Verkauf und verschaffte sich dadurch die Mittel für seine Arbeiten, bis er durch die Entdeckung des „Georgsternes" (Uranus) im März 1781 in den Genuß einer königlichen Pension (£ 200) gelangte, die ihm die Möglichkeit gab, sich ganz seinen astronomischen Arbeiten zu widmen. Mit welcher Ausdauer und welchem Fleiße Herschel gearbeitet hat, geht hervor aus den Angaben über die gefertigten Instrumente, die er in seiner Beschreibung des 40-füßigen (= 12,2 m) Teleskops macht. Dort sagt er, wobei zu bedenken ist, daß er etwa 1774 das erste brauchbare Instrument herstellte: „... Zu meinem Vergnügen (amusement) machte ich 2-, 5-, 7-, 10- und 20-füßige Newtonsche Teleskope und daneben andere nach Gregorischer Form von 8 Zoll bis 20 Fuß Fokallänge." Wenn er die Radien der Spiegel nicht genau traf, goß er eine größere Anzahl derselben und machte sie, so gut er konnte, fertig Dann suchte er durch direkte Versuche die besten aus und die anderen wanderten wieder in den Gießofen. „Auf diese Weise machte ich innerhalb 6—7 Jahren nicht weniger als 200 7-füßige, 150 10-füßige und etwa 80 20-füßige Spiegel, ohne diejenigen nach Gregorischer Form und daneben noch solche nach Dr. Smith Konstruktion."

Von allen diesen Instrumenten, zu denen in den späteren Jahren außer dem großen 40-füßigen noch eine ganze Anzahl, allerdings zumeist nur für den eigenen Gebrauch hergestellte kamen, sind nur recht wenige Teile und in der Form ganzer Instrumente nur ganz vereinzelte übrig geblieben, obgleich sie doch fast in alle damals in Betracht kommende Länder geliefert wurden.

Dr. Steavenson zählt nun auf, was sich noch im Besitze der Familie in Slough befindet und gibt zu den wichtigeren Objekten nähere Erläuterungen. Diese beziehen sich einmal auf den

gegenwärtigen Zustand der Spiegel, Okulare usw., dann aber gibt er die sehr interessanten Resultate einer genauen Prüfung der Abmessungen und der optischen Verhältnisse dieser ersten beiden Gruppen, wie sie bei einer sorgfältigen und mit den Mitteln der Neuzeit angestellten Untersuchung im Mai und Juni 1924 von ihm in Gemeinschaft mit Rev. Dr. C. D. P. Davies und Rev. Sir J. C. W. Herschel ausgeführt worden ist. Im Rahmen dieses Referates kann natürlich nicht auf alle Einzelheiten eingegangen werden, deshalb muß auf das Heft selbst, besonders aber auf den Artikel in *The Observatory* **47**, *S. 262 und 303 ff., 1924*, verwiesen werden.

Aus der ausführlichen Beschreibung Dr. Steavensons geht hervor, daß Herschel für das 40-füßige Teleskop ursprünglich zwei Spiegel gegossen hat von 48 Zoll engl. = 1,22 m Durchmesser und 40 Fuß Fokallänge. Der erste wurde 1785 hergestellt, erwies sich aber als zu dünn $2^1/_8$" engl. = 54 mm), um in verschiedenen Lagen seine Gestalt beizubehalten, trotzdem hat er ihn

Fig. 1.

aber benutzt, bis ihm 1789 ein zweiter von $3^1/_2$ Zoll nahe 90 mm Dicke gelungen war, der fast 20 Zentner wiegt. Dieser ist noch vorhanden und in seinem gußeisernen Ring in einer Nische des alten Beobachtungshauses befestigt. In Fig. 1 ist er dargestellt. Der zuerst benutzte Spiegel scheint irgendwo auf dem Gelände der Besitzung vergraben worden zu sein. Die Oberfläche des Spiegels reflektiert das Licht noch recht gut, obgleich sie schon lange nicht mehr geschützt gewesen zu sein scheint und im Jahre 1809 das letzte Mal poliert wurde. Bei näherer Betrachtung erscheint sie allerdings porös und mit einem leichten, merkwürdig kristallinischen Hauch überdeckt, „der einen Effekt hervorbringt, wie eine gefrorene Fensterscheibe oder leicht galvanisiertes Eisen". Es scheint, daß diese Trübung durch chemische Einwirkung der Atmosphäre entstanden ist. Die optischen Konstanten des Spiegels lassen sich leider bei der heutigen Aufbewahrung desselben nicht mehr bestimmen.

Dieser Spiegel ist in dem Teleskop nur bei gerader Sicht (Herschels Konstruktion) benutzt worden und zwar so, daß das von ihm erzeugte Bild etwas außerhalb des oberen Rohrrandes

zustande kam, damit durch den Kopf des Beobachters nur ein kleiner Teil der Öffnung verdeckt wurde. Besonders viele Beobachtungen hat Herschel mit seinem größten Teleskop nicht angestellt, sondern es meist nur benutzt, um besonders schwierige Objekte aufzufinden und ihre Einzelheiten zu beobachten. Die weitere Verfolgung derselben und ihre Ortsbestimmung scheint er dann mit dem von ihm meist benutzten 20-füßigen Instrument ausgeführt zu haben. Das große Instrument scheint seinen Erwartungen nicht so ganz entsprochen zu haben. Einmal wegen der umständlichen Handhabung desselben, dann aber auch, weil die Politur des großen Spiegels und damit die Güte der Bilder offenbar sehr schnell durch die Einwirkung der Atmosphärilien beeinträchtigt wurde, und zu ihrer Erneuerung immer ein umständlicher Transport nötig war.

Zu dem 20-füßigen Teleskop, welches Herschel vorzugsweise benutzte, und von dem Fig. 2 eine Darstellnng gibt, gehörten ursprünglich auch 2 Spiegel, die abwechselnd eingesetzt wurden. Der eine davon ist jetzt in der *Royal Society, Cape of Good Hope*, und der andere befindet sich im *Radcliffe Observatory, Oxford*. Beide hat W. Herschel noch selbst hergestellt. Erst wenige Jahre vor seinem Tode wurde von ihm und seinem Sohne ein dritter gegossen. Dieser befindet sich jetzt noch in Slough. Ebenso wie die anderen besitzt er eine polierte Oberfläche von 18″,75 = 0,475 m im Durchmesser bei einer Dicke von $1^1/_2{}'' = 38$ mm. Er ist mit einem dünnen Blechdeckel geschützt und ruht in einem hölzernen Kasten. Seine Oberfläche ist noch in sehr gutem Zustande, obgleich er zum letzten Male 1837 poliert und benutzt wurde, als John Herschel seine Beobachtungen am Tafelberge beendete. Nur einige geringe Flecken und ein Hauch von Oxydation ist allerdings zu bemerken. Die Gestalt der reflektierenden Fläche wurde am 14. Mai nach der Foucaultschen Methode geprüft und es ergab sich eine schwache Überkorrektion, aber von erheblichem Einfluß ist dabei der Verlauf der Temperatur während der Prüfung. Dr. Steavenson hat 2 Jahre später zwei schärfere Prüfungen vorgenommen und für drei verschiedene Zonen des Spiegels die Differenz der Brennweiten aus je 6 Vergleichen wie folgt bestimmt:

Fig. 2.

Zone I . . . 0″,
„ II . . . . 0,919 = 23 mm,
„ III . . . . 1,292 = 33 mm,

während die theoretischen Werte sein sollten: 0; 0,077 und 0,127 für $\frac{r^2}{R}$. Diese Unterschiede sind bei der großen Fokaldistanz und bei Benutzung geringer Vergrößerung nicht besonders störend gewesen, zumal sie sich bei anderen Temperaturverhältnissen zu verringern scheinen.

Zunächst hat Herschel die Spiegel in Verbindung mit einem Reflektor unter 45° benutzt, dann aber hat er, um mehr Licht zu gewinnen, auch bei diesem Instrument die direkte Sicht vorgezogen.

Von den kleineren Spiegeln sind noch 12 vorhanden von ganz verschiedenem Material, Fokalweite und Durchmesser. Dr. Steavenson führt dieselben wie folgt auf:

	Material	Einrichtung	Durchmesser	Brennweite
A	Metall	Gregorian	9,0 Zoll engl.	5 2,5 Fuß und Zoll engl.
B	Metall	Gregorian	7,05	6 3,5
C	Metall	Gregorian	5,9	2 9
D	Glas	Newtonian	6,5	7 1,75
E	Glas	Newtonian	8,6	10 3
F	Glas	Newtonian	6,48	7 3,25
G	Metall	Newtenian	5,0 nahezu	1 6
H	Metall	Gregorian	3,0 „	6
J	Metall	Newtonian	8,8	10 1
K	Metall	Newtonian	8,85	10 3,25
L	Glas	Newtonian	9,0 nahezu	10
N	Metall	Newtonian	8,8	10 0

Diese Spiegel sind aber nicht alle von Herschel selbst hergestellt, so die unter *B*, *C* und *H* aufgeführten, die neben dem ersten *A* in der Mitte durchbohrt sind, also für Gregorische Instrumente eingerichtet waren und von Herschel nur ganz ausnahmsweise verwendet zu sein scheinen, während der *A*-Spiegel ihm zu einem Sucher diente und von ihm selbst mehrfach als „*Five foot-sweeper*“ erwähnt wird. Die anderen Spiegel, vielleicht mit Ausnahme von *G*, sind sicherlich von Herschel selbst verfertigt. Die interessantesten derselben sind die unter *D*, *E*, *F* und *L* angeführten, weil daraus hervorgeht, daß schon Herschel das Glas zur Herstellung derselben für zweckmäßig hielt. *D* und *E* sind in Messingfassung und die Rückseite ist mit schwarzem Sammet belegt; sie wurden für Sonnenbeobachtungen benutzt. Der *F*-Spiegel ist ein merkwürdiges Stück, denn er besteht aus einer Art Milchglas, von Herschel bezeichnet als „*Passi compound, or white glass*“. Er sieht aus wie aus Porzellan und hat eine ganz vorzügliche Politur. Herschel fand, daß er fast die doppelte Menge Licht reflektiere als gewöhnliches Glas. Der *L*-Spiegel ist unfertig und besitzt nur $^1/_3$ Zoll (etwa 8—9 mm) Dicke und zeigt starke Durchbiegung. Er scheint als unbrauchbar schon von Herschel beiseite gelegt zu sein. Die übrigen Spiegel weisen keine Besonderheiten auf; *J*, *K* und *N* besitzen noch sehr gute Politur, sie scheinen von Herschel nie benutzt worden zu sein.

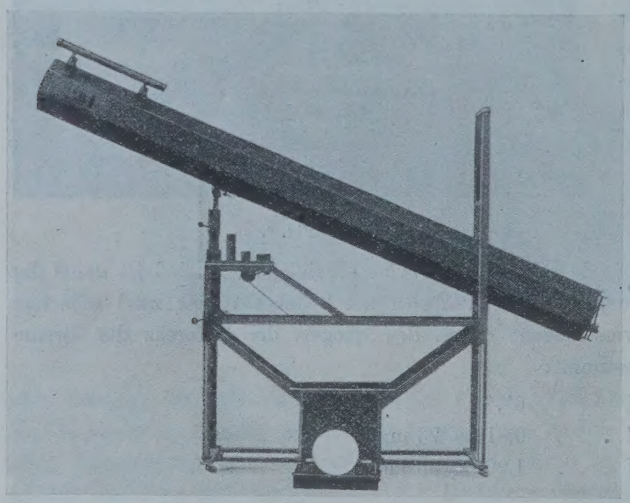


Fig. 3.

Es ist sehr merkwürdig, daß von den vielen Instrumenten und Spiegeln, die Herschel hergestellt hat und die über die ganze Welt verteilt waren, sich so außerordentlich wenige erhalten haben. Es war unter denselben auch ein 25-füßiges Instrument, welches der König von Spanien für 3150 Pfund erworben hatte. Eine Liste verkaufter Instrumente ist von Dreyer im „*Scientific Papers of Sir William Herschel, Vol. I, London 1912* auf Seite 50 und 51 gegeben, die allerdings nicht vollständig ist, aber unter anderen auch 5 10-füßige Instrumente für den König von England (Preis 787 £ 10 sh) aufzählt. Eines davon hat Herschel selbst im Jahre 1786 als Geschenk des Königs der Göttinger Sternwarte überbracht. Es ist in noch durchaus brauchbarem Zustande, der Spiegel allerdings stark oxydiert. Fig. 3 stellt dasselbe dar.

Die meisten Spiegel Herschels weisen eine gewisse Verschiedenheit in der Brennweite der einzelnen Zonen auf, was wahrscheinlich seinen Grund in der Art hat, in welcher Herschel die Spiegel zu polieren pflegte, d. h. in der Führung der Polierscheibe über die Spiegelfläche, die er

dadurch der parabolischen Form näher zu bringen suchte. (Nähere Angaben darüber finden sich in den oben angeführten *Scient. Papers of Sir W. Herschel.*)

Eine größere Anzahl von ebenen Reflektionsspiegeln für die Newtonsche Form der Teleskope ist in mehr oder weniger gutem Zustande erhalten, je nachdem sie mit Deckeln versehen waren oder nicht (siehe Fig. 4).

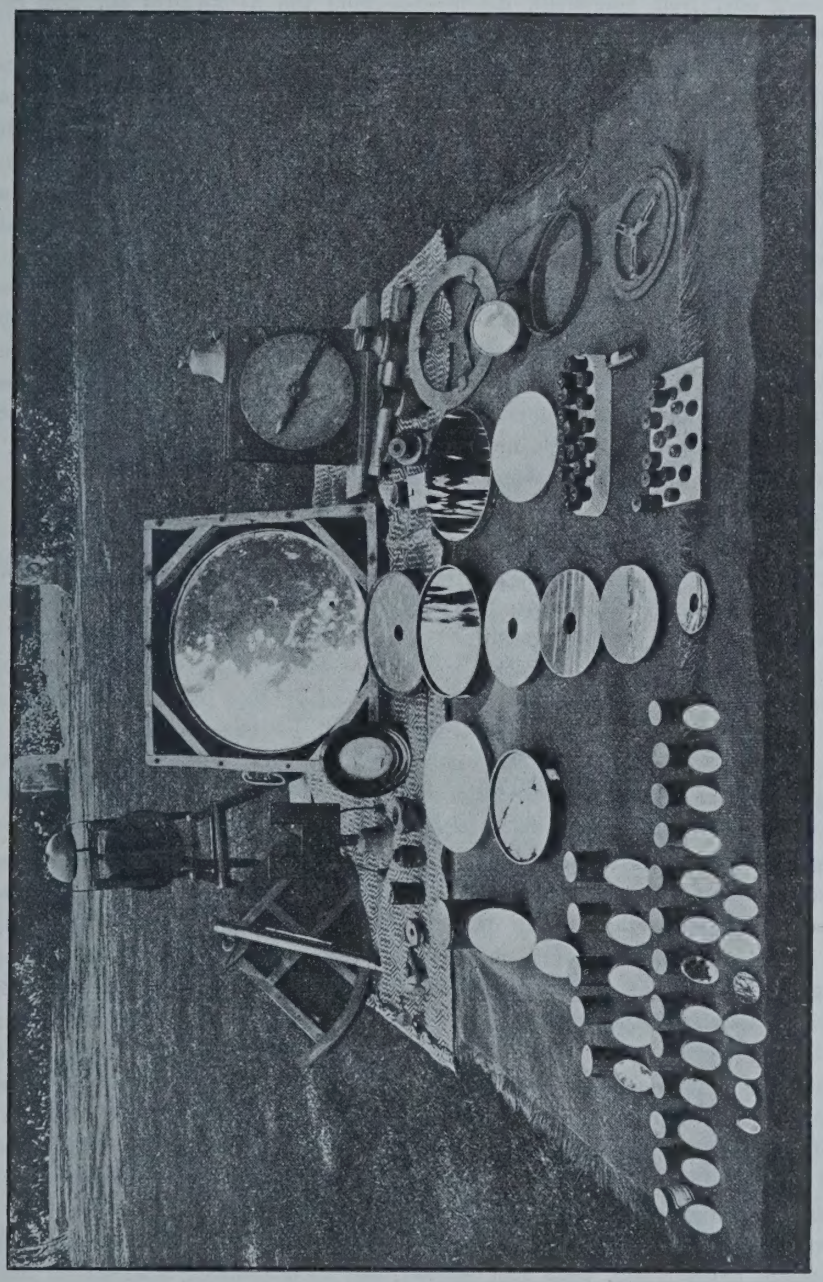


Fig. 4.

Die kleine Achse der elliptischen Fläche dieser Spiegel schwankt zwischen 0″,55 und 3″,08 engl. Zoll, je nachdem dieselben für kleinere oder größere Instrumente benutzt wurden. Der größte davon hat offenbar zum 20-füßigen Reflektor gehört und ist auch dort benutzt worden, bis auch dieses Instrument, wie bemerkt, von Herschel für direktes Licht eingerichtet wurde. Die Dimensionen der meisten dieser Reflexspiegel liegen etwa zwischen 1″,1 und 1″,5 und waren für 7- resp. 10-füß. Teleskope bestimmt. Fast alle diese Spiegel sind als massive Zylinder gegossen, an die die

unter 45° geneigte reflektierende Fläche angeschliffen ist. Die Stücke sind dadurch natürlich ziemlich schwer, aber ihre Befestigung im Teleskop und die Korrektur ihrer Stellung ließ sich so leicht und einfach ausführen.

Wesentlich interessanter als diese letzteren Spiegel sind die noch vorhandenen Okulare, von denen noch 48 vollständig und von etwa 6 einzelne Teile vorhanden sind. Die Fassung der Linsen ist aus Messing oder Holz hergestellt, die meisten wohl von Alexander H., dem Bruder Wilhelms, und zwar mit Hilfe einer jetzt noch in brauchbarem Zustande vorhandenen Drehbank. Einige der Okulare sind mit einfachen Mikrometerfäden versehen für Distanz- und Positions-Winkelmessung. Die Fassung besteht fast stets aus zwei Rohrstücken, zwischen deren Verschraubung die einfache Linse ohne weitere Befestigung eingefügt ist. Von diesen Linsen sind nur 3 oder 4 plankonkav, die anderen sind alle bikonvex mit gleicher Krümmung.

Es ist mit Ausnahme eines einzigen Falles stets nur eine einfache Linse benutzt. Huygensche oder Ramsdensche Zusammensetzungen sind nicht vorhanden, nur einmal sind zwei plankonvexe Linsen benutzt. Einige der Okulare dürften von anderen Optikern verfertigt sein.

Herschel gibt in seinen Schriften und in seinen Beobachtungsjournalen immer Bemerkungen über die benutzten Vergrößerungen, und es ist vielfach darüber gestritten worden, ob diese Angaben zutreffend seien, da sie vielfach sehr hohe Zahlen angeben. Es ist deshalb von Interesse, daß Dr. Steavenson einige der noch gut erhaltenen Okulare auf ihre Brennweite untersucht und mit Hilfe eines neuzeitigen Fokometers und an einem 6-zölligen Refraktor die Messungen ausgeführt hat. Es ergeben sich damit für 9 untersuchte Okulare die folgenden Zahlen, wobei die Vergrößerung auf das 20-füßige Teleskop bezogen ist:

Bezeichnung im Herschelschen Inventar	Brennweite in engl. Zoll	und Millimeter	Vergrößerung im 20-füß. Teleskop
D_{18}	0,064″	1,62 mm	1331 Mal
D_{19}	0,046	1,17	1852 „
D_{20}	0,038	0,94	2242 „
D_{21}	0,024	0,61	3550 „
D_{22}	0,023	0,58	3704 „
D_{23}	0,0225	0,57	3787 „
D_{24}	0,019	0,48	4484 „
D_{25}	0,0175	0,444	4869 „
D_{26}	0,0111	0,282	7676 „

Es geht aus dieser Zusammenstellung hervor, die natürlich nur die stärkeren Linsen enthält, daß Herschels eigene Angaben, die bis nahezu 10000facher Vergrößerung gehen, der Größenordnung nach durchaus richtig sind. In dem zur Prüfung benutzten 6-zölligen (150 mm) Refraktor gaben die Linsen noch bemerkenswert gute Bilder der Gestirne, obgleich zum Teil etwas mit diffusem Lichte umgeben. Ganz besonders ist die Linse D_{26} zu erwähnen, die nur $^1/_{45}'' = 0{,}282$ mm Durchmesser besitzt, fast eine Kugel vorstellt und bei nur geringem Astigmatismus gute Bilder von Vega und dem Planeten Saturn gab. Das Gesichtsfeld betrug dann allerdings nur 20 Bogensekunden und es war sehr schwierig, durch die Bewegung des Fernrohres, die durch ein gutes Uhrwerk geregelt wurde, das Gestirn im Gesichtsfeld zu halten. Es muß daher als eine ganz besondere Leistung Herschels angesehen werden, daß er mit den ihm zur Verfügung stehenden wenig handlichen und im wesentlichen nur azimutal zu bewegenden Instrumenten solch außerordentliche Vergrößerungen mit Vorteil anzuwenden verstand.

Über die Art der Herstellung dieser Linsen ist nichts bekannt, sie muß aber doch sehr sorgfältig ausgebildet gewesen sein, wenn man bedenkt, daß die oben näher beschriebene stärkste dieser Okularlinsen D_{26} selbst gegen unsere heutigen Mikroskopobjektive für Immersion ein recht kleines Objekt ist.

Nach einer kurzen Beschreibung des noch in Slough vorhandenen und noch brauchbaren 7-füßigen Teleskops, deren Einzelheiten sich im wesentlichen mit den oben gegebenen Daten für die Spiegel decken und welches noch durch Beobachtungen am Himmel selbst geprüft werden konnte, fügt Dr. Steavenson die Erklärungen der dem Hefte beigegebenen Abbildungen an.

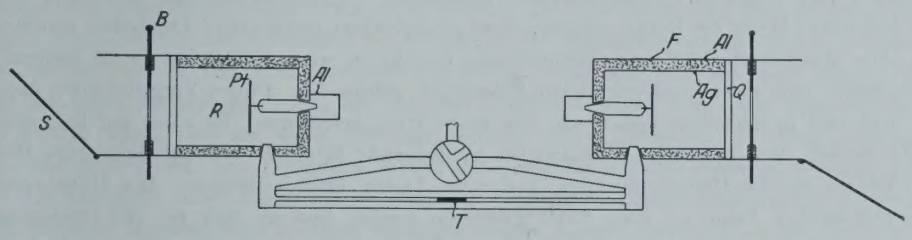
Darauf folgt ein Katalog aller gegenwärtig noch in Slough vorhandenen von W. oder J. Herschel benutzten Instrumente und deren Teile. In der vorstehenden Übersicht sind die wesentlichen dort gegebenen Einzelheiten zusammengestellt, so daß hier füglich auf die Arbeit von Dr. Steavenson verwiesen werden kann, was auch schon aus räumlichen Gründen bedingt wird, da diese Zusammenstellung mit ihren Einzelheiten recht umfangreich ist und nur insofern von Interesse sein dürfte, als sie spätere Nachforschungen und Vergleiche mit etwa noch anderweit sich vorfindenden Herschelschen Instrumenten ermöglicht. *Ambronn.*

Über die Konstruktion des Thermophotometers.

Von J. Plotnikow. *Zeitschr. f. techn. Physik* **6.** *S. 528. 1925.*

Die Figur zeigt die Konstruktion des Plotnikowschen Thermophotometers.

R sind zwei gleiche, innen versilberte, äußerlich mit Filz *F* und Aluminiumüberzug *Al* versehene Reservoire von 10 cm Länge und 6 cm Durchmesser. Von vorn sind sie durch zwei zweimillimeterdicke Quarzfenster *Q* verschlossen. Die im Innern befindlichen Strahlungsempfänger *Pt* bestehen aus runden Platinscheiben von 5 cm Durchmesser und etwa 0,1 mm Dicke, die auf elektrolytischem Wege mit mattschwarzem Platinruß gleichmäßig bedeckt sind. Diese Platinfläche ist



kurz in einen Schliff eingeschmolzen, der das Reservoir luftdicht abschließt. Der Abschluß der Reservoire von der Außenwelt erfolgt mit Hilfe der Spiegelblenden *S*, die Veränderung der Größe der bestrahlten Oberfläche mit Hilfe der Irisblenden *B*. Die Reservoire sind durch eine thermisch gegen die Umgebung gut abgeschirmte Kapillare von 0,3 mm innerem Durchmesser verbunden; die Wanderung eines in den Kapillaren befindlichen Tropfens Xylol *T* wird mit Lupe oder Mikroskop abgelesen. Ein Hilfsrohr mit Dreiwegehahn dient zum Druckausgleich.

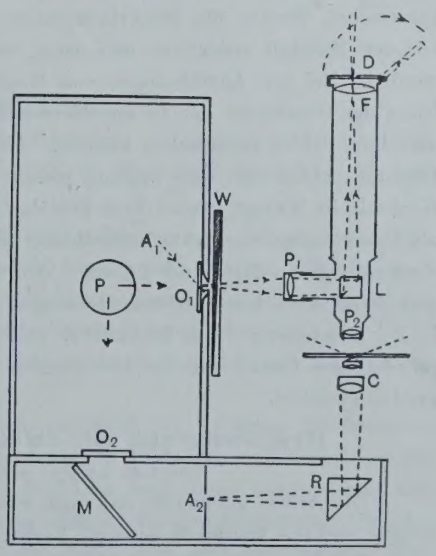
Verfasser gibt an, bei Benutzung als Photometer Beleuchtungsstärken bis zu $^1/_{10}$ Lux herunter messen zu können; über die Art des dabei benutzten Filters zur Aussiebung der Strahlung des sichtbaren Gebiets sowie zur Anpassung an die Empfindlichkeitskurve des Auges ist nichts gesagt.

Dz.

Ein einfaches Mikrophotometer.

Von L. C. Martin. *Transact. of the Opt. Soc.* **26.** *S. 109. 1924—25.*

Die Lichtquelle *P* (vgl. Fig.) beleuchtet die Milchglasplatten O_1 und O_2, die ihrerseits die Blenden A_1 bzw. A_2 beleuchten. A_1 wird durch die Linse P_1 nach Reflexion am Lummer-Brodhunschen Würfel *L* an der Stelle der Öffnung des Okulardeckels bei *D* abgebildet. A_2 wird durch *C* auf der zu untersuchenden photographischen Platte abgebildet; die Platte wird durch P_2 ebenfalls in der Ebene des Okulardeckels abgebildet. Bei einer Öffnung der Austrittspupille von 1 mm Durchmesser beträgt der Durchmesser des jeweils zur Helligkeit des photometrischen Feldes beitragenden Kreises auf der Platte $^1/_{12}$ mm. Die Linse *F* dient als Lupe bei Beobachtung des Photometerfeldes und als Kollektiv bei Beobachtung des Bildes der photographischen Platte, wenn der Okulardeckel zurückgeklappt ist. Die Lichtschwächung erfolgt durch den Graukeil *W*. *Dz.*



Ein neues Nephelometer.

Von R. Kingslake. *Trans. Opt. Soc.* **26.** *S. 53. 1924/25.*

Bei chemischen, biologischen und medizinischen Untersuchungen ist es oft notwendig, die „Opaleszenz" einer Lösung zu messen, d. h. die Zerstreuung des Lichts durch in der Lösung suspendierte Teilchen. Besonders wertvoll ist diese Methode bei der quantitativen Analyse in solchen Fällen, wo eine direkte chemische Methode versagt wegen des äußerst geringen Vorhandenseins gewisser Substanzen. Ein Apparat, der die Opaleszens zu messen gestattet, wird vom Verf. beschrieben. In Anlehnung an frühere ähnliche Untersuchungen durch Richards (1894), von dem Verf. auch den Namen Nephelometer übernommen hat, stellt der neue Apparat eine Verbesserung der bisherigen Apparate dar.

Die zu beobachtende Lösung wird in ein senkrechtes Glasrohr von 80 mm Länge und 12 mm Durchmesser, ähnlich einer Polarisatorröhre, eingefüllt. Nach Einfüllung kann die Deckplatte aufgeschraubt werden, so daß beim Neigen des Rohrs kein Ausfließen zu befürchten ist. Ein paralleles Lichtbündel wird in das untere Ende des Rohrs geschickt, und demnach wird die Intensität des zerstreuten Lichts im unteren Teil am größten sein und nach größeren Höhen der Lösung entsprechend geringer werden. Photometrische Messungen der Opaleszenz sind daher nur an einer genau definierten Stelle des Rohrs zulässig, wenn vergleichbare quantitative Ergebnisse erzielt werden sollen. Die photometrische Vergleichseinrichtung besteht im wesentlichen aus einem anderen Rohr, das gleichfalls mit einer opaleszierenden Flüssigkeit gefüllt ist. Dieses Vergleichsrohr hat 25 cm Länge und wird in derselben Weise wie das kurze Rohr beleuchtet. Es kann auf und nieder geschraubt werden, bis eine Stelle gefunden ist, wohlgemerkt in einer bestimmt definierten Höhe des kurzen Rohrs, wo die Helligkeiten des zerstreuten Lichts übereinstimmen. Die Höhenverstellung des Vergleichsrohrs kann an einer Skala gemessen werden und als Maß für die Opaleszenzfähigkeit der betreffenden Lösung gelten. Um die beiden Intensitäten in Kontakt zu bringen, ist in einer bestimmten Höhe quer zu den Rohren ein Nuttingsches Prisma angeordnet, dessen versilberte Fläche durch einen unversilberten Mittelstreifen getrennt ist. Das Feld wird also in drei Teile gespalten, der mittlere zeigt die Helligkeit des von der zu untersuchenden Flüssigkeit herrührenden Lichts, die beiden äußeren Felder sind die Vergleichsfelder. Durch Einstellen auf Verschwinden der zwei Trennungslinien wird die Genauigkeit der Photometrierung erhöht. Die beiden Rohre sind umschlossen von metallenen Hülsen, und diese wieder befinden sich in Führungsrohren. Ausschnitte gestatten den freien Durchtritt der zerstreuten Intensitäten. Der Maßstab befindet sich an der Hülse des beweglichen Rohrs. Seine Teilung kann mit Fadenkreuz und Lupe betrachtet werden. Ferner ist ein Farbfilter vorgesehen, das beliebig beim Photometrieren eingeschaltet werden kann. Um eine kritische Photometrie zu gewährleisten, sind alle Teile lichtdicht eingeschlossen, so daß das Auge auf Dunkelheit adaptiert ist. Um bei Ablesung der Skala und Aufschreiben des gemessenen Wertes die Dunkeladaptation nicht zu stören, kann ein Lichtbündel der Lichtquelle auf den Maßstab reflektiert und dann durch Fortschieben einer Klappe auf das Papier geworfen werden. Bei den Ausführungen von Messungen muß man sich hüten, das zerstreute Licht in der Nähe der Oberfläche der zu untersuchenden Flüssigkeit zu photometrieren, weil sonst Reflexe an derselben Fehler verursachen können. Als dem Vergleich dienende Standard-Lösungen schlägt Verf. folgende beiden vor: eine beliebig wieder neu ansetzbare Lösung kann bestehen in Silbernitrat und Kochsalz in Wasser, wobei natürlich das Mischungsverhältnis genauestens bekannt sein muß; oder als Dauerlösung eine gute Seifenlösung unter Hinzufügung einiger Tropfen Phenol, letzteres zur Vermeidung von Zerfall der Lösung. Will man den Apparat als Meßapparat zur quantitativen Analyse von verschieden konzentrierten Lösungen derselben Substanz benutzen, so empfiehlt sich die vorherige Herstellung einer Eichkurve, die die Abhängigkeit der abgelesenen Skalenwerte von dem prozentualen Gehalt an der betreffenden Substanz, etwa Silberchlorid oder anderes, direkt abzugreifen gestattet. *Flügge.*

Hysteresigraph mit zwei Spiegeln und gedämpften Systemen.

Von Ch. Lapp, *Journ. de Physique VI,* **5.** *S. 166. 1925.*

Die Arbeit untersucht das noch immer nicht ganz geklärte Phänomen der magnetischen Viskosität und die hierdurch bedingte Verbreiterung der Hystereseschleife. Zu ihrer Aufnahme bedient

sich der Verf. der selbsttätigen Aufzeichnung vermittels eines Hysteresigraphen. Für solche Apparate sind seit Eving im Laufe der Jahre eine ganze Reihe von Vorschlägen gemacht worden, ohne daß bis jetzt brauchbare Resultate erzielt wurden. Sie beruhen meist auf dem Grundgedanken, daß ein Lichtstrahl nacheinander an den Spiegeln zweier Galvanometer, deren Drehrichtungen senkrecht zueinander stehen, reflektiert wird und so das momentane Verhältnis von Feldstärke zur Induktion auf einer photographischen Platte aufzeichnet. Das eine der beiden Drehspulengalvanometer hat einen permanenten Magneten und wird von einem veränderlichen Strom durchflossen, demselben, der das Wechselfeld und die Magnetisierung im Probekörper erzeugt. Seine Ausschläge sind infolgedessen der jeweiligen Feldstärke proportional. Das andere Galvanometer hat ein veränderliches Magnetfeld. Es wird von dem Probekörper gebildet, der die Form eines fast geschlossenen Ringes hat. In diesem schmalen Schlitz hängt das System des Galvanometers, dessen Spule von einem konstanten Hilfsstrom durchflossen wird und so Ausschläge proportional der Induktion gibt. Die bis jetzt nach diesem Prinzip gebauten Apparate arbeiten nur bei ganz niedrigen Frequenzen, etwa 5—10 Perioden/Sekunde. Der vorliegende Apparat stellt nun nach den Worten des Verf. selbst einen ersten Versuch auf dem Wege dar, auch bei höheren, in der Technik üblichen Frequenzen von etwa 50 Perioden etwas zu erreichen. Die Durchrechnung der mechanischen Bedingungen führte ihn zu der Forderung der Gleichheit der Eigenschwingungen der beiden aufzeichnenden Systeme und zu der einer kritischen Dämpfung. Eine Konstruktion nach dieser Richtung hin läßt ihn einen Apparat gewinnen, bei der das Trägheitsmoment des einen Systems so abgeglichen werden kann, daß bei einer Schwingungsdauer von $^1/_{20}$ Sekunde die Eigenschwingungen auf $^1/_{200}$ übereinstimmen. Die Dämpfung wird durch geeignete Flüssigkeitsbäder erreicht, Schwankungen der Zähigkeit dieser Bäder mit wechselnder Temperatur können kompensiert werden. Das zu untersuchende Material wird in Form eines gegossenen Ringes verwandt, — eine der schwachen Seiten, denn die Herstellung und vor allem die Bewicklung solcher Ringe ist meist sehr zeitraubend, doch hofft der Verf. auch hier eine Vereinfachung treffen zu können. Wegen des Luftschlitzes gibt der Apparat nicht die absoluten Werte, sondern es muß an den aufgenommenen Kurven eine Scherung angebracht werden, für die einfaches, graphisches Verfahren aufgezeigt wird. Als Hilfsapparat zur Erzielung einer möglichst sinusförmigen Stromkurve, die ein gewöhnlicher rotierender Unterbrecher bei den niedrigen Frequenzen nicht liefern könnte, benutzt er einen Flüssigkeitswiderstand mit zylindrischen Zuleitungsplatten und in der Mitte rotierender Elektrode, die durch einen Motor in Umdrehung gesetzt wird, sich jeweils der einen oder andern Platte mehr nähert und in einer Stromverzweigung beliebig langsamen Wechselstrom herstellt. — Aus den mit dem Hysteresigraphen bei verschiedenen Frequenzen aufgenommenen Kurven läßt sich scheinbar recht deutlich neben der Verbreiterung durch die Wirbelströme bei einigen Materialien der Einfluß der Viskosität nachweisen. *Ku.*

Bücherbesprechungen.

A. Rohrberg, Theorie und Praxis des logarithmischen Rechenstabes. Mathematisch-Physikalische Bibliothek, herausgegeben von W. Lietzmann und A. Witting; Band 23. 3. Aufl. Leipzig und Berlin 1925. B. G. Teubner, 51 S. Kart. 1 M.

Der Verfasser dieser 1916 in erster Auflage erschienenen Anleitung zum Gebrauch des logarithmischen Rechenschiebers wünscht, daß der Rechenschieber „noch mehr“ — zum Teil wird man sagen müssen „überhaupt“ — Eingang in die höheren Schulen findet; diesem Wunsche entsprechend ist die Anleitung für den mathematischen Unterricht unserer höheren Schulen bestimmt. Für diesen Zweck ist das Bändchen zweifellos sehr geeignet; auf einige Einzelheiten soll aber doch hingewiesen werden.

Bei der Berechnung von zweiten und dritten Wurzeln empfiehlt der Verfasser die Absonderung von passenden Potenzen von 10; bequemer ist das sonst übliche Verfahren mit Einteilung der Radikanden in Gruppen zu zwei bzw. drei Ziffern vom Komma aus nach links oder rechts, und einem dann leicht auszuführenden, der eigentlichen Rechnung vorausgehenden Überschlag. Bei der Berechnung von Quadratwurzeln fehlt das in den Rahmen des Bändchens ganz gut passende Ver-

fahren, bei dem die Wurzel mit Benutzung z. B. der Skalen C und D als diejenige Größe bestimmt wird, die mit sich selbst multipliziert den Radikanden ergibt; das dabei erforderliche „Probieren" bildet nebenbei eine Vorbereitung auf das „Probieren" bei der Berechnung von dritten Wurzeln.

Die Ermittlung einer dritten Wurzel durch Probieren erfordert bekanntlich bei jedem Beispiel eine bestimmte Stellung zwischen Stab, Zunge und Läufer; auch für den Anfänger ist es bequem, wenn er diese Stellung nach einer überschlägigen Ermittlung der ersten Wurzelziffer genähert durch eine umgekehrte Rechnung bestimmt. Das so ausgeführte Verfahren ist aber bequemer und insbesondere übersichtlicher als das vom Verfasser als „überaus bequem" bezeichnete Verfahren mit gegenläufiger Zunge. Ähnliches wäre zu sagen zur Berechnung von Ausdrücken von den Formen $\sqrt{ab}$, $\sqrt{\frac{a}{b}}$ u. ä.

Für die Division zweier Zahlen werden die drei möglichen Verfahren angeführt; mit Rücksicht auf die Bestimmung der Anleitung wünschte ich bei den beiden zuerst angegebenen Verfahren — Zurückführen der Division auf die mechanische Subtraktion von zwei Strecken, und Berechnung einer Division als umgekehrte Multiplikation — eine klare Hervorhebung des Grundgedankens.

Wie in fast allen Anleitungen für den Rechenschieber ist das Rechnen mit den beiden trigonometrischen Skalen verhältnismäßig kurz behandelt; dies geschieht wohl meist[1]) mit Rücksicht auf die Bestimmung der Kommastellung. Diese läßt sich in bequemer Weise durchführen auf Grund von $\sin\varphi \approx \frac{\varphi}{\varrho} \approx \frac{\varphi^0}{60^0}$ und $\operatorname{tg}\varphi \approx \frac{\varphi}{\varrho} \approx \frac{\varphi^0}{60^0}$; ein Zweifel in der Kommastellung entsteht bei Anwendung dieser einfachen Regel nie.

Die Aufgabe, bei der ein Winkel mit Hilfe von sin oder tg bestimmt werden soll, behandelt der Verfasser nicht; sie würde aber recht gut zu dem übrigen Inhalt des Bändchens passen. Hat man den Winkel φ auf Grund der Gleichung $f(\varphi) = \frac{a}{b}$ zu bestimmen, so rechnet man am bequemsten in der Weise, daß man spricht „b mal Funktion von welchem Winkel gibt a", d. h. man berechnet die auszuführende Division als umgekehrte Multiplikation. *P. Werkmeister.*

F. G. Gauss, Fünfstellige vollständige logarithmische und trigonometrische Tafeln. 211. bis 220. Aufl. Stuttgart 1925, Konrad Wittwer. Geb. 3,50 M.

Der Inhalt dieser in bezug auf die Anordnung der einzelnen Tafeln und der einzelnen Seiten sowie der Größe und Form der Ziffern vorzüglichen fünfstelligen Tafelsammlung ist so bekannt, daß es unnötig ist, hier näher darauf einzugehen. Es soll nur darauf hingewiesen werden, daß auch der Druck der Tafeln wieder tadellos ist, so daß sie in der neuen Auflage in jeder Beziehung bestens empfohlen werden können. *P. Werkmeister.*

Die Genauigkeit einer autokartographisch hergestellten Karte.

Nachtrag zu dem Aufsatz in *dieser Zeitschr.* **46.** *S. 255. 1926.*

Das von dem Eidgenössischen Militärdepartement, Abteilung für Landestopographie, in Bern erstattete Gutachten über die Prüfung des Autokartographen von Hugershoff-Heyde und des Stereoplanigraphen von Zeiss wurde inzwischen durch den Gutachter anläßlich eines am 7. Mai in Zürich gehaltenen Referates dahin berichtigt, daß die Aufnahmehöhe der Schrägaufnahmen zur Prüfung des Hugershoff-Heydeschen Autokartographen nicht 1800 m, sondern sogar nur 1200 m über Grund betragen hat. Damit sind die Ausführungen dahin zu berichtigen, daß die relative Flughöhe der mit dem Zeiss-Stereoplanigraphen ausgewerteten Aufnahmen nicht nur mehr als $1^1/_2$ mal so groß war als die für den Hugershoff-Heydeschen Autokartograph, sondern sogar mehr als zwei mal so groß.

Jena, 18. Mai 1926. O. v. Gruber.

[1]) Vgl. z. B. E. Hammer, Der logarithmische Rechenschieber und sein Gebrauch. 4. Aufl. S. 71. Stuttgart 1908.

Nachdruck verboten.

Verantwortlich für die Redaktion: Oberregierungsrat Professor Dr. F. Göpel in Charlottenburg.
Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Kuratorium:

Prof. Dr. **E. Kohlschütter** in Potsdam, Vorsitzender, Prof. Dr. **R. Straubel** in Jena, Prof. Dr. **F. Weidert** in Berlin-Zehlendorf, geschäftsführendes Mitglied.

Schriftleitung: Oberregierungsrat Prof. Dr. **F. Göpel** in Charlottenburg-Berlin.

XLVI. Jahrgang. **Juli 1926.** Siebentes Heft.

Über die Verundeutlichung des Bildes photographischer Systeme durch die sphärische Aberration,

unter Berücksichtigung der Helligkeitsverteilung im Zerstreuungskreis, der Art des Objekts und der Schwärzungskurve der photographischen Platte.

Von

J. Flügge aus Berlin.

Einführung.

Vorbemerkungen zur sphärischen Aberration; andeutende Problemstellung; Historisches; ausführliche Problemstellung.

Wenn ein optisches System sphärische Aberration besitzt, so bedeutet dies, daß die Strahlenvereinigung insofern eine unvollkommene ist, als für einen Objektpunkt auf der optischen Achse nur diejenigen Strahlen in einem gemeinsamen Punkt der optischen Achse vereinigt werden, die von der gleichen Objektivzone herkommen. Wenn die Schnittweite der achsennahen oder paraxialen Strahlen größer ist als die Schnittweite aller übrigen Strahlen, spricht man bekanntlich von sphärischer Unterkorrektion, im entgegengesetzten Fall von sphärischer Überkorrektion. Da also die sphärische Aberration, d. h. die Schnittweitendifferenz $s' - s_0'$ gegen die paraxiale Schnittweite, von den Einfallshöhen der in das Objektiv eintretenden Strahlen abhängt, so läßt sich eine analytische Darstellung der sphärischen Aberration in Form einer Potenzreihe nach den Einfallshöhen h ermöglichen, die naturgemäß wegen der rotationssymmetrischen Eigenschaften der sphärischen Aberration bei zentrierten Systemen mit sphärischen Flächen nur nach geraden Potenzen von h fortschreiten kann:

$$s' - s_0' = a \cdot h^2 + b \cdot h^4 + c \cdot h^6 + \ldots$$

In der vorliegenden Arbeit werden nur diejenigen Fälle betrachtet, wo die Reihenentwicklung nach dem ersten oder zweiten Gliede abgebrochen werden kann. Dementsprechend wird immer die Rede sein von „Aberrationen mit einem Koeffizienten“ (auch „reine“ oder „gewöhnliche“ sphärische Aberration genannt) und „Aberrationen mit zwei Koeffizienten“, welch letztere schon eine gewisse Korrektion der sphärischen Fehler darstellen.

Da infolge der sphärischen Aberration keine punktförmige Abbildung des Objektpunktes geliefert wird, sondern jeder Objektpunkt in einen Zerstreuungskreis abgebildet wird, ist das Bild eines Objekts mehr oder weniger unscharf. Außerdem ist die Einstellung des Bildes unsicher, da der Bildpunkt in die Kaustik ausgeartet ist. Man könnte annehmen, daß dort die beste Einstellung vorzunehmen wäre, wo die Kaustik ihre engste Einschnürung besitzt, aber zur Erzielung von Bildschärfe ist nicht nur mög-

lichste Kleinheit des Zerstreuungskreises, sondern vor allem auch starke Lichtkonzentration in der Mitte des Zerstreuungsscheibchens erforderlich. Die Verwirklichung einer solchen kann nur auf Kosten der Verkleinerung des Zerstreuungskreises gehen, und daher ist ersichtlich, daß es einen bestimmten sphärischen Korrektionszustand mit zwei Koeffizienten geben wird, wo die Ausgleichung zwischen Größe des Zerstreuungskreises und Lichtkonzentration in seiner Mitte eine beste im absoluten Sinne ist, so wie es in einem beliebigen Korrektionszustand eine Einstellung des Bildes gibt, wo die Ausgleichung eine relativ, d. h. nur auf diesen Korrektionszustand bezügliche, beste ist. Bei den Untersuchungen dieser Arbeit soll nur die sphärische Aberration photographischer Objektive behandelt werden, so daß also unter bester Einstellung immer diejenige Einstellung der photographischen Platte (genauer der lichtempfindlichen Schicht derselben) verstanden wird, wo das photographische Negativ ein bestes ist, d. h. ein schärfstes und klarstes. Bei solchen optischen Systemen ist die Feststellung des besten natürlichen Bildes[1]) (im Gegensatz zum besten photographischen Bilde) völlig verfehlt, da photographische Objektive nicht scharfe Mattscheibenbilder, sondern scharfe photographische Negative liefern sollen. Dieser Standpunkt wird in dieser Arbeit durchweg vertreten, während alle bisherigen Arbeiten auf diesem Gebiete nur die natürlichen Bilder behandeln. Die Ergebnisse und Verfahren derartiger Untersuchungen sind jedoch so wichtig, daß sie zunächst erst mitgeteilt werden müssen.

Nach den Überlegungen von Gauß[2]) hat „die Undeutlichkeit, die in dem Ausdruck für die Längenabweichung von der 4. Potenz des Abstandes der auffallenden Strahlen von der Achse abhängt, den möglichst kleinsten Totaleinfluß, wenn man das Objektiv so konstruiert, daß diejenigen Strahlen, die unendlich nahe bei der Achse einfallen, und diejenigen, die in einiger Entfernung $= h_{\mathrm{Rd}} \sqrt{\frac{6}{5}}$ auffallen würden, wo h_{Rd} die Öffnung des Objektivs bedeutet, in einem Punkte A sich vereinigen, wobei das Okular dann so steht, daß man denjenigen Punkt der Achse, wo die Strahlen, die in der Entfernung $= \sqrt{\frac{3}{5} + \frac{\sqrt{6}}{10}}\, h_{\mathrm{Rd}}$ und $= \sqrt{\frac{3}{5} - \frac{\sqrt{6}}{10}}\, h_{\mathrm{Rd}}$ von der Achse aufgefallen sind, sich alle vereinigen, deutlich sieht“. Bei Anwendung dieser Regel auf photographische Objektive ist in dem vom Okular scharf eingestellten Punkt die photographische Platte anzunehmen. Eine einfache Umrechnung ergibt aus der Gaußschen Bedingung als Wert des Verhältnisses von Randaberration zu Zonenaberration[3])

$$\frac{s'_{\mathrm{Rd}} - s_0'}{s'_Z - s_0'} = +\,0{,}56\,,$$

also bei negativer Zone eine deutliche Unterkorrektion des Randes.

---

[1]) Über den Unterschied zwischen dem natürlichen und dem photographischen Bilde vergleiche man die Anmerkung zu II. Kap. 3; ferner vergleiche man die ausführliche Klarlegung der zur Lösung des Problems führenden Ausgangsstellung in II. Kap. 4.

[2]) C. F. Gauß, Brief an Brandes, Physik. Wörterbuch, Artikel Linsenglas, **6**, 437, Leipzig 1831, teilweise nachgedruckt in: Czapski, Theorie der opt. Instrumente, 1. Auflage, 96—97, Breslau 1893.

[3]) Unter „Zonenaberration“ wird der maximale Wert der sphärischen Aberration mit zwei Koeffizienten verstanden; sie findet für die Strahlen statt, die in einer Höhe gleich dem $\sqrt{\frac{1}{2}}$fache der korrigierten Öffnung in das Objektiv eintreten.

Die Entfernung der Einstellebene E vom paraxialen Bildpunkt berechnet sich nach Gauß als:

$$\frac{s_E' - s_0'}{s_Z' - s_0'} = +0{,}83.$$

Die besondere Zweckmäßigkeit dieser Einstellung und Korrektion leitet Gauß aus Überlegungen über die Lichtverteilung im Zerstreuungskreis her, indem er fordert, daß zur Erlangung bester Schärfe eine starke Lichtkonzentration in der Mitte des Zerstreuungskreises stattfindet, ohne daß jedoch der Gesamtdurchmesser desselben über eine gewisse Größe hinausgehen darf. Das Gaußsche Maß der Totalundeutlichkeit $\int i \varrho^2 ds$ — wo ds ein Flächenelement des Zerstreuungskreises, ϱ dessen Entfernung von der Achse und i die Intensität in dem Flächenelement bedeuten — entspringt einer Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate. Korrektionszustand und Einstellung müssen so beschaffen sein, daß dieses Integral ein absolutes Minimum wird.

A. Kerber[1]) betrachtet als Kriterium für die Abbildungsschärfe die Größe des Zerstreuungskreises der sphärischen Aberration in der Ebene der engsten Einschnürung, ohne irgendwie auf die Lichtverteilung Wert zu legen. Der günstigste durch zwei Koeffizienten ausdrückbare Korrektionszustand soll derjenige sein, bei dem „der Randstrahl und der in der Mitte zwischen Rand und Zentrum austretende Zonenstrahl" in der optischen Achse vereinigt werden. Eine einfache Rechnung liefert hierfür

$$\frac{s_{\mathrm{Rd}}' - s_0'}{s_Z' - s_0'} = +0{,}64.$$

Für die beste Einstellung, die hier in die Ebene engster Einschnürung gelegt wird, gilt:

$$\frac{s_E' - s_0'}{s_Z' - s_0'} = +0{,}69.$$

E. von Hoegh[2]) hält beste sphärische Korrektion dann für erreicht, wenn „der Radius des Abweichungskreises für die Randstrahlen dem Minimalwerte der Ordinaten der Kaustik an absoluter Größe gleichkommt, jedoch auf der entgegengesetzten Seite der Abszissenachse liegt". Die Erfüllung dieser Voraussetzung wird verwirklicht, wenn der Randstrahl sich in der optischen Achse mit einem mittleren Strahl vereinigt, der in einer Höhe gleich dem 0,8592 fachen der Randhöhe in das optische System eintritt. In der hier gebräuchlichen Ausdrucksweise wäre der Korrektionszustand demnach charakterisiert durch das Verhältnis

$$\frac{s_{\mathrm{Rd}}' - s_0'}{s_Z' - s_0'} = +0{,}99.$$

Die beste Einstellung liegt in der engsten Einschnürung gemäß der Beziehung

$$\frac{s_E' - s_0'}{s_Z' - s_0'} = +0{,}80.$$

K. W. F. Kohlrausch[3]) führt experimentelle Untersuchungen über die Lage der besten Einstellung aus. Er stellt dieselbe durch visuelle Prüfung auf Parallaxenfreiheit fest und findet, daß der Einstellungsort vom Ort der engsten Einschnürung mit Sicherheit deutlich entfernt ist, wogegen die Gaußsche Bedingung als gültig erkannt wird.

---

[1]) A. Kerber, *Centr.-Ztg. f. Opt. u. Mech.* **8**. *S. 145—146. 1887.*

[2]) E. von Hoegh, *Zeitschr. f. Instrkde.* **8**. *S. 117—129. 1888.*

[3]) K. W. F. Kohlrausch, *Sitzungsberichte d. Akad. d. Wiss. zu Wien, math.-naturwiss. Kl. Abt. IIa,* **129**. *S. 609—631. 1920.*

Deshalb legt Kohlrausch diese Bedingung seinen weiteren Betrachtungen zugrunde, indem er für den Fall der Aberration mit zwei Koeffizienten dasjenige Verhältnis zwischen der Höhe h_Z des Umkehrpunktes der Aberrationskurve und der Randhöhe h_{Rd} ermittelt, für welches das Gaußsche Integral der Totalundeutlichkeit ein absolutes Minimum wird. Der günstigste Korrektionszustand ergibt sich hiernach in Form einer sphärischen Unterkorrektion der Randstrahlen vom Betrage $h_{Rd} = 1{,}235\, h_Z$, oder in unserer Ausdrucksweise:

$$\frac{s'_{Rd} - s'_0}{s'_Z - s'_0} = +0{,}72.$$

Über die Lage der besten Einstellung für diese Korrektion entscheidet das Minimum der Undeutlichkeit in folgender Weise:

$$\frac{s'_E - s'_0}{s'_Z - s'_0} = +0{,}88.^{1})$$

E. Lihotzky[2]) untersucht statt der Verteilung des Energiebelags in verschiedenen Auffangebenen die Verteilung längs der Achse und wendet das Gaußsche Kriterium der Totalundeutlichkeit in anderer Weise an. Er bestimmt nämlich die Lage des Schwerpunktes in bezug auf die Energieverteilung entlang der Achse, bildet das Maß der Totalundeutlichkeit (Trägheitsmoment bezüglich des Schwerpunktes) und bestimmt aus einer Reihe von Korrektionsänderungen, die nur mit Hilfe von Durchbiegungen, d. h. ohne Änderung des Typus, vorgenommen werden, denjenigen Korrektionszustand, für den das Maß der Totalundeutlichkeit ein Minimum wird. Dieser Zustand zeichnet sich dadurch aus, daß der bildseitige Neigungswinkel u_0 für die korrigierte Öffnung, gemessen an dem entsprechenden Winkel $u_{Rd} = U$ für die Randöffnung, vom Betrage $u_0 = 1{,}033\, U$ ist. Also ergibt sich als vorteilhaftester Korrektionszustand, unter der Voraussetzung, daß die Reihenentwicklung der sphärischen Aberration mit hinreichender Genauigkeit nach dem zweiten Gliede abgebrochen werden kann, randliche Unterkorrektion. Der Abstand des Schwerpunktes, in dem die beste Einstellung anzunehmen ist, vom paraxialen Bildpunkt aus beträgt

$$(s'_Z - s'_0)\left[\sqrt{2}\,\frac{U}{u_0} - \frac{2}{3}\left(\frac{U}{u_0}\right)^2\right],$$

also unter Einsetzen des Zahlenwertes für U/u_0 folgt sofort $0{,}655\ (s'_Z - s'_0)$. Umgerechnet ergibt sich dann:

$$\frac{s'_{Rd} - s'_0}{s'_Z - s'_0} = +0{,}24 \quad \text{(bester Korrektionszustand)}$$

und

$$\frac{s'_E - s'_0}{s'_Z - s'_0} = +0{,}655 \quad \text{(beste Einstellung).}$$

Zu einem wesentlich anderen Resultat gelangt R. Richter[3]) bei beugungstheoretischen Untersuchungen optischer Systeme. Richter legt die beste Einstellebene dorthin, wo die von Strehl[4]) eingeführte Definitionshelligkeit ein Maximum besitzt.

---

[1]) Kohlrausch gibt für die beste Einstellung die allgemeine Formel:

$$s'_E - s'_0 = (s'_Z - s'_0)\left[\frac{4}{3}\left(\frac{h_{Rd}}{h_Z}\right)^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{h_{Rd}}{h_Z}\right)^4\right].$$

[2]) E. Lihotzky, *Centr.-Ztg. f. Opt. u. Mech.* **45**. *S. 207—210. 1924*

[3]) R. Richter, *Zeitschr. f. Instrkde.* **45**. *S. 1—15. 1925.*

[4]) K. Strehl, *Zeitschr. f. Instrkde.* **22**. *S. 213. 1902.*

Als Definitionshelligkeit wird das Verhältnis der Lichtintensität in der Mitte des Beugungsscheibchens zu der Intensität im Krümmungsmittelpunkt einer Kugelwelle, die sich der Wellenfläche am besten anschmiegt, bezeichnet; dieses Verhältnis kann möglicherweise als Maßstab der Abbildungsgüte dienen, obwohl streng genommen auch die seitliche Lichtwirkung von Einfluß ist.[1]) Richter wird in seinen Untersuchungen der Aberration mit zwei Koeffizienten darauf geführt, als besten Korrektionszustand denjenigen anzusehen, bei dem die volle Öffnung korrigiert ist, die Randstrahlen also mit den Achsenstrahlen vereinigt werden. Die Lage der besten Einstellebene im obigen Sinne ist nicht eindeutig zu bestimmen, sondern richtet sich danach, ob die Wellenlänge des Lichts klein oder groß gegen die Aberrationen ist. Je nachdem ist ihr Abstand vom paraxialen Bildpunkt ein anderer. Die Darstellung bester Korrektion und zugehöriger bester Einstellung ist folgende:

$$\frac{s'_{\mathrm{Rd}} - s'_0}{s'_Z - s'_0} = 0$$

$$\frac{s'_E - s'_0}{s'_Z - s'_0} = +0{,}91 \qquad \text{für } \lambda = 500\,\mathrm{m}\,\mu\,.$$

Der Fall der sphärischen Aberration mit einem Koeffizienten läßt nach Richter in Übereinstimmung mit Strehl die beste Einstellebene so liegen, daß ihr Abstand vom paraxialen Bildpunkt gleich der halben Randaberration ist. Zu beiden Seiten dieser Ebene verläuft die Verschlechterung der Bildgüte symmetrisch.

Anschließend mögen die eben mitgeteilten historischen Daten in eine Tabelle zusammengestellt werden, um einerseits einen Überblick zu gewinnen, andererseits den Vergleich mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit zu erleichtern. In der 1. Spalte sind die Verf. der betreffenden Arbeiten aufgezählt, in der 2. Spalte wird der von jedem Verf. berechnete „beste" Korrektionszustand angegeben; in der 3. Spalte ist die Lage der „besten" Einstellung angeführt, und zwar so, wie die verschiedenen Verf. dieselbe für den besten Korrektionszustand gefunden haben; in der 4. Spalte ist die Lage der besten Einstellung für die angegebenen Korrektionen nach der in dieser Arbeit gefundenen Formel (vgl. III. Kap. 1) berechnet.

Verfasser	$\frac{s'_{\mathrm{Rd}} - s'_0}{s'_Z - s'_0}$	$\frac{s'_E - s'_0}{s'_Z - s'_0}$	
		nach Verfassern	nach Flügge
C. F. Gauß (1831)	+0,56	+0,83	+0,83
A. Kerber (1887)	+0,64	+0,69	+0,84
E. v. Höegh (1888)	+0,99	+0,80	+0,92
Kohlrausch (1920)	+0,72	+0,88	+0,85
Lihotzky (1924)	+0,24	+0,65	+0,78
R. Richter (1925)	+0	+0,91	+0,75
J. Flügge (1926)	−0,33		+0,72

In Fig. 1 ist die Randkorrektion noch darzustellen versucht. Sie erscheint hier in etwas stilisierter Form, da eigentlich die Randöffnung einen konstanten Wert haben müßte. Es wird aber offenbar anschaulich klar, in welcher Weise von den verschiedenen Verfassern die Korrektion der sphärischen Aberration durchgeführt wird.

[1]) Als sehr wesentliches Resultat dieser Arbeit wird sich ergeben, daß in der Tat die Definitionshelligkeit allein nicht ausreichend ist.

Damit scheinen genügend Hinweise gegeben zu sein, von welchem Interesse das Problem bester Einstellung und bester Korrektion seit beinahe hundert Jahren ist, und in welcher Art verschiedenste Untersuchungen dieses Problem lösen wollten. Die große Verschiedenheit der Ergebnisse beruht nicht zum mindesten in einer fälschlichen Einstellung zu den behandelten Fragen. Theoretische Annahmen, wie sie allen mitgeteilten Arbeiten zugrunde lagen, sind nicht von sich aus allein zulässig, die Entscheidung kann nur das Experiment liefern. Dieses allein kann das Problem lösen und dann prüfen, ob überhaupt eine oder welche der theoretischen Annahmen die richtige ist. Um derartige experimentelle Untersuchungen vorzunehmen, muß aber zunächst der Standpunkt klar sein, von dem aus das Problem gestellt wird.

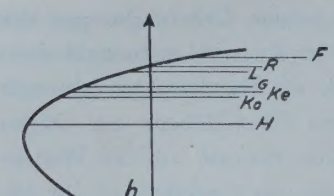


Fig. 1. Die „beste" Korrektion der sphärischen Aberration nach verschiedenen Verfassern.
H = von Hoegh; Ko = Kohlrausch; Ke = Kerber; G = Gauß; L = Lihotzky; R = Richter; F = Flügge.

Daß alle Untersuchungen über Bildschärfe photographischer Objektive sich nur auf die Schärfe des photographischen Bildes beschränken dürfen, ist schon im vorigen kurz erwähnt worden.[1]) Diese Tatsache knüpft das Problem an besondere Eigentümlichkeiten der photographischen Platte wie Gradation, Korngröße usw. Außerdem besteht Abhängigkeit der Bildschärfe von der Beschaffenheit des Objekts, vom Strahlenverlauf im Bildraum, vom Trennungsvermögen des Auges. Besonders das letzte Argument ist bei allen Bildschärfeuntersuchungen von Wichtigkeit. Denn es erweitert den Bereich der zu lösenden Fragen in folgender Weise. Nicht nur die beste Bildeinstellung und die beste sphärische Korrektion, sondern auch die zulässige Falscheinstellung und die zulässige von der besten abweichende sphärische Korrektion sind zu ermitteln. Der Grund für diese Erweiterung der Problemstellung liegt darin, daß das Auge wegen der endlich ausgedehnten Netzhautstruktur Unschärfen unterhalb eines gewissen Betrages nicht mehr als solche zu erkennen vermag. Um die Grenze des zulässigen Bereichs zu finden, wird eine Definition der Unschärfe zu geben sein, auf welche die bekannten Gesetze über das Trennungsvermögen des Auges anwendbar sind.

Zusammenfassend würde das Problem der vorliegenden Arbeit also folgendermaßen gestellt werden können: Durch Beurteilung der Schärfe photographischer Bilder geeigneter Objekte in verschiedenen Einstellungen innerhalb der Kaustik sphärisch nicht oder teilweise korrigierter Systeme sind die folgenden Fragen zu beantworten:

1. Wo liegt die beste Einstellung in einer gegebenen Kaustik?

2. Wie ändert sich die Bildschärfe bei Falscheinstellung?

3. Welcher Korrektionszustand mit zwei Aberrationskoeffizienten liefert in seiner besten Einstellung das absolut schärfste Bild unter allen Korrektionszuständen vom gleichen Typus?

4. Welche Falscheinstellung in der Kaustik ist zulässig?

5. Welche Korrektionszustände geben noch zulässig unscharfe Bilder?

6. Wie beantworten sich die Fragen 1. bis 4. bei Zugrundelegung verschiedener Objekte?

7. Und wie bei Benutzung verschiedenartigen Plattenmaterials?

---

[1]) S. 334; siehe auch ausführlicher II. Kap. 4.

I. Teil.

Vorarbeiten.

1. Kapitel.

Berechnung und Fabrikation der Versuchsobjektive.

Um systematische Bildschärfe-Untersuchungen an photographischen Systemen mit sphärischer Aberration auszuführen, mußten Objektive konstruiert werden, deren sphärische Aberrationen sowohl dem Betrage als auch dem Typus nach methodischen Gang aufwiesen. Damit dürfte die Behandlung des Problems erstmalig einen systematischen Verlauf nehmen, denn bisher wurden praktische Versuche, wie z. B. diejenigen von K. W. F. Kohlrausch (siehe Einleitung), nur an handelsüblichen Objektiven ausgeführt, so daß eine methodische Lösung überhaupt nicht in Angriff genommen wurde.

Unter Anlehnung an praktische Bedürfnisse wurden die beiden meist üblichen Typen der sphärischen Aberration mit einem einzigen und mit zwei Aberrationskoeffizienten gewählt, jedenfalls soweit es praktisch möglich war. Innerhalb dieser beiden Typen wurden mehrere Systeme so berechnet, daß unter Beibehaltung des Typus nur die Durchbiegung von Fall zu Fall geändert und daher eine Aufeinanderfolge abgestufter Randaberrationen erhalten wurde. Möglichster Einfachheit halber wurden Aplanate berechnet. Dies sind bekanntlich symmetrische Objektive, deren Symmetrieebene in die Ebene der Aperturblende fällt. Jede Aplanathälfte ist chromatisch und sphärisch in sich korrigiert und besteht im allgemeinen Fall aus zwei miteinander verkitteten Menisken, deren stärker brechender außen sitzt. Die Flächen wenden dem Mittelpunkt des ganzen Systems ihre konkave Seite zu. Einer ersten Patentbeschreibung von A. Steinheil aus dem Jahre 1866[1]) läßt sich entnehmen, daß ursprünglich beide Menisken aus Flintgläsern gebildet waren, die zwecks Verminderung des sekundären Spektrums eine nur kleine $\bar{\nu}$-Differenz[2]) besaßen. Das stärker brechende Flint wurde für den negativen Meniskus verwendet und bildete die Außenlinse. Dieser ersten Ausführung folgte in späteren Jahren eine große Zahl anderer Aplanate, die eine neuerliche Erweiterung erfuhren, als die weiter auseinander liegenden Gläser Kron und Flint verwendet wurden. Im Jahre 1885 trat bei Steinheil zum ersten Mal die Unterscheidung zweier besonderer Aplanatformen[3]) auf, einer Form „mit Kron voran“ und einer solchen „mit Flint voran“ („voran“ heißt „als Außenlinse“), die einzigen beiden Formen, die bezüglich der Aufeinanderfolge der Gläser unterschieden werden können. In der vorliegenden Arbeit werden die beiden Varianten ebenfalls mit „Form“ bezeichnet, wobei jedoch keine Verwechslung mit den von M. von Rohr eingeführten Bezeichnungen „Aplanat 1. Form und 2. Form“ unterlaufen darf. Die Form bezeichnet nur die Aufeinanderfolge der Gläser, während der Typus den Aberrationszustand kennzeichnet, wobei alle diejenigen Aplanate demselben Typus angehören, die mittels Durchbiegung auseinander hervorgehen. Es gibt also nur zwei Formen des Aplanaten, aber innerhalb derselben beliebige Typen.

---

[1]) J. M. Eder, Handbuch der Photographie, Bd. 1, 4. Teil, 53—54, Halle a. S. 1911.

[2]) Unter ν wird bekanntlich die reziproke relative Dispersion $\frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$ verstanden; da der Empfindlichkeitsbereich der photographischen Platte weiter nach dem kurzwelligen Ende des Spektrums verschoben ist, wird die reziproke relative Dispersion von Gläsern für photographische Objektive durch den Wert $\bar{\nu} = \frac{n_F - 1}{n_{G'} - n_D}$ definiert.

[3]) A. Steinheil, *Centr.-Ztg. f. Opt. u. Mech.* **6.** *S. 37–40, 1885.*

Bei der Berechnung der Versuchsaplanate, die auf bereits vorhandenem Zahlen-Material aufgebaut wurde, entstanden mehrere Systeme ein und derselben Form unter Beibehaltung des Typus durch verschieden starke Durchbiegungen. Von einem jeden Typus wurden fünf Objektive mit stufenweise geänderten Randaberrationen berechnet. Die Korrektion der übrigen Fehler wurde vom Standpunkte der Vergleichsmöglichkeit innerhalb des ganzen Typus folgendermaßen ausgeführt.

In $\sqrt{\frac{2}{3}}$ der Randöffnung wurden die Farben G' und D zusammengelegt. Die astigmatische Differenz $s_f' - s_t'$ läßt sich bei Aplanaten nicht auf Null bringen. Trotzdem ist eine hinreichende Bildfeldebnung und astigmatische Ausgleichung möglich, wenn eine sogenannte „Bildfeldebnung im übertragenen Sinne" vorgenommen wird, d. h. wenn die beiden astigmatischen Bildflächen entgegengesetzte Krümmungen erhalten. Dann darf man nämlich annehmen, daß die zu allen Hauptstrahlneigungen gehörigen Kreise kleinster Verwirrung nahezu in einer Ebene abgebildet werden. Aus diesem Grunde wurde die astigmatische Korrektion mit Hilfe der Blendenstellung so durchgeführt, daß für einen objektseitigen Neigungswinkel der durch die Aperturblende tretenden Hauptstrahlen von 18° gegen die Achse der sagittale Bildpunkt um ebenso soviel vor der Gaußschen Bildebene zu liegen kam wie der tangentiale dahinter. Unter diesen Gesichtspunkten führte die trigonometrische Durchrechnung der (selbst jedoch nicht zur praktischen Ausführung gelangenden) Systeme zu folgenden Daten.

Daten der trigonometrischen Durchrechnung

(Die hier berechneten Systeme dienten nur als Interpolationsmaterial)

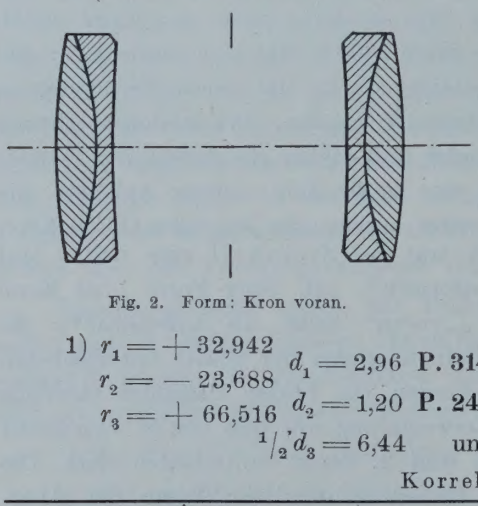


Fig. 2. Form: Kron voran.

Aplanat 1 : 6,8; $f'_{0F} = 100$ mm.

I. Aberration mit einem Koeffizienten:

$$s' - s_0' = a \cdot h^2$$

1) $r_1 = +32{,}942$ $d_1 = 2{,}96$ **P. 3144** [Kron $^{518}/_{590}$][1]; $n_F = 1{,}52398$, $\bar{\nu} = 47{,}12$

$r_2 = -23{,}688$ $d_2 = 1{,}20$ **P. 2435** [Barint $^{569}/_{512}$]; $n_{\bar{F}} = 1{,}57716$, $\bar{\nu} = 40{,}22$

$r_3 = +66{,}516$ $^1/_2 d_3 = 6{,}44$ und symmetrisch.

Korrektionszustand

h	$s'_{G'} - s'_D$	$s'_F - s'_{0F}$	$s'_D - s'_{0F}$	$s'_{G'} - s'_{0F}$	S. B.[2]
0	−0,066	0	+0,116	+0,050	0
$\sqrt{1/2}$ Rd.		−1,034			−0,078
$\sqrt{2/3}$ Rd.	+0,046		−1,335	−1,289	
Rd.	+0,119	−2,000	−1,996	−1,877	−0,154

Astigmatismus für die Hälfte für $w_4 = -18°$, $x_4 = -3{,}485$, $s_f' - s_{0F}' = -2{,}0$

auf 100 mm Brennweite umgerechnet $s_t - s_{0F}' = +2{,}0$

[1]) Nummer der Schmelze und Typus nach der Bezeichnungsweise der Sendlinger Optischen Glaswerke in Berlin-Zehlendorf.

[2]) Fehler gegen die Sinus-Bedingung $(f_F' - f_{0F}') - (s_F' - s_{0F}')$.

2) $r_1 = +38{,}337$ $d_1 = 2{,}95$
$r_2 = -23{,}488$ $d_2 = 1{,}20$ Gläser wie oben
$r_3 = +92{,}191$ $^1/_2 d_3 = 7{,}91$
und symmetrisch.

Korrektionszustand

h	$s'_{G'} - s_D$	$s'_F - s'_{0F}$	$s'_D - s'_{0F}$	$s'_{G'} - s'_{0F}$	S. B.
0	−0,168	0	+0,137	−0,031	0
$\sqrt{^1/_2}$ Rd.		−0,432			−0,039
$\sqrt{^2/_3}$ Rd.	−0,056		−0,450	−0,506	
Rd.	+0,025	−0,742	−0,695	−0,670	−0,117

Astigmatismus f. d. Hälfte $w_4 = -18^0$; $x_4 = -4{,}315$ $s'_f - s'_{0F} = -2{,}09$
auf 100 mm Brennweite umgerechnet $s'_t - s'_{0F} = +2{,}04$

3) $r_1 = +41{,}024$ $d_1 = 2{,}95$
$r_2 = -22{,}538$ $d_2 = 1{,}20$ Gläser wie oben
$r_3 = +110{,}616$ $^1/_2 d_3 = 8{,}39$
und symmetrisch.

Korrektionszustand

h	$s'_{G'} - s'_D$	$s'_F - s'_{0F}$	$s'_D - s'_{0F}$	$s'_{G'} - s'_{0F}$	S. B.
0	−0,156	0	+0,155	−0,001	0
$\sqrt{^1/_2}$ Rd.		−0,108			−0,062
$\sqrt{^2/_3}$ Rd.	−0,027		+0,011	−0,016	
Rd.	+0,043	−0,010	+0,023	+0,066	−0,163

Astigmatismus f. d. Hälfte $w_4 = -18^0$; $x_4 = -4{,}63$ $s'_f - s'_{0F} = -2{,}14$
auf 100 mm Brennweite umgerechnet $s_t - s'_{0F} = +2{,}14$

4) $r_1 = +47{,}548$ $d_1 = 2{,}95$
$r_2 = -20{,}915$ $d_2 = 1{,}20$ Gläser wie oben
$r_3 = +180{,}170$ $^1/_2 d_3 = 9{,}10$
und symmetrisch.

Korrektionszustand

h	$s'_{G'} - s_D$	$s'_F - s'_{0F}$	$s'_D - s'_{0F}$	$s'_{G'} - s'_{0F}$	S. B.
0	−0,136	0	+0,148	+0,012	0
$\sqrt{^1/_2}$ Rd.		+0,516			−0,056
$\sqrt{^2/_3}$ Rd.	+0,025		+0,809	+0,834	
Rd.	+0,043	+1,139	+1,346	+1,389	−0,181

Astigmatismus f. d. Hälfte $w_4 = -18^0$; $x_4 = -4{,}93$ $s'_f - s'_{0F} = -2{,}18$
auf 100 mm Brennweite umgerechnet $s_t - s'_{0F} = +2{,}20$

5) $r_1 = +56{,}656$ $d_1 = 2{,}96$
$r_2 = -19{,}525$ $d_2 = 1{,}20$ Gläser wie oben
$r_3 = +484{,}091$
$^1/_2\, d_3 = 9{,}83$

und symmetrisch.

Korrektionszustand

h	$s'_{G'} - s'_D$	$s'_F - s'_{0F}$	$s'_D - s'_{0F}$	$s'_{G'} - s'_{0F}$	S. B.
0	−0,083	0	+0,100	+0,017	0
$\sqrt{^1/_2}$ Rd.		+1,080			−0,043
$\sqrt{^2/_3}$ Rd.	+0,067		+1,530	+1,597	
Rd.	+0,134	+2,444	+2,440	+2,574	−0,100

Astigmatismus f. d. Hälfte $w_4 = -18^0$; $x_4 = -5{,}32$ $s'_f - s'_{0F} = -2{,}27$
auf 100 mm Brennweite umgerechnet $s'_t - s'_{0F} = +2{,}27$

II. Aberration mit zwei Koeffizienten: $s' - s_0' = a \cdot h^2 + b \cdot h^4$

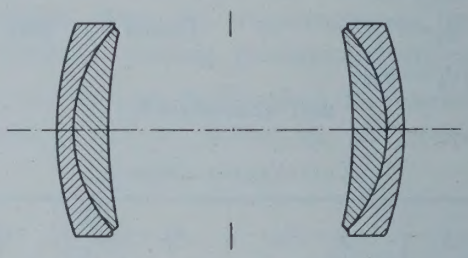


Fig. 3. Form: Flint voran.

1. $r_1 = +16{,}649$ $d_1 = 1{,}25$ **P. 2953** [Barint $^{580}/_{538}$]; $n_F = 1{,}58780$, $\bar{\nu} = 42{,}440$
$r_2 = +9{,}360$ $d_2 = 2{,}55$ **P. 1768** [Kron $^{510}/_{634}$]; $n_F = 1{,}51570$, $\bar{\nu} = 50{,}708$
$r_3 = +21{,}348$
$^1/_2\, d_3 = 1{,}97$

und symmetrisch.

Korrektionszustand

h	$s'_{G'} - s'_D$	$s'_F - s'_{0F}$	$s'_D - s'_{0F}$	$s'_{G'} - s'_{0F}$	S. B.
0	−0,491	0	+0,335	−0,156	0
$\sqrt{^1/_2}$ Rd		−3,125			−0,057
$\sqrt{^2/_3}$ Rd	−0,120		−3,380	−3,500	
Rd	+0,154	−2,516	−2,511	−2,357	−0,096

Astigmatismus f. d. Hälfte $w_4 = -18^0$; $x_4 = -1{,}08$ $s'_f - s'_{0F} = -1{,}45$
auf 100 mm Brennweite umgerechnet $s'_t - s'_{0F} = +1{,}41$

2. $r_1 = +17{,}585$ $d_1 = 1{,}25$
$r_2 = +9{,}672$ $d_2 = 2{,}54$ Gläser wie oben
$r_3 = +23{,}188$
$^1/_2\, d_3 = 3{,}46$

und symmetrisch.

Korrektionszustand

h	$s'_{G'} - s'_D$	$s'_F - s'_{0F}$	$s'_D - s'_{0F}$	$s'_{G'} - s'_{0F}$	S. B.
0	− 0,445	0	+ 0,311	− 0,134	0
$\sqrt{1/2}$ Rd		− 2,150			− 0,062
$\sqrt{2/3}$ Rd	− 0,099		− 2,172	− 2,271	
Rd	+ 0,178	− 1,102	− 1,121	− 0,943	− 0,106

Astigmatismus f. d. Hälfte $w_4 = -18^0$; $x_4 = -1{,}90$ $s'_f - s'_{0F} = -1{,}52$
auf 100 mm Brennweite umgerechnet $s'_t - s'_{0F} = +1{,}53$

3. $r_1 = +18{,}742$ $d_1 = 1{,}25$
$r_2 = +10{,}042$ $d_2 = 2{,}54$ Gläser wie oben
$r_3 = +25{,}569$
$^1/_2 d_3 = 4{,}90$

und symmetrisch.

Korrektionszustand

h	$s'_{G'} - s'_D$	$s'_F - s'_{0F}$	$s'_D - s'_{0F}$	$s'_{G'} - s'_{0F}$	S. B.
0	− 0,377	0	+ 0,263	− 0,114	0
$\sqrt{2/3}$ Rd		− 1,240			− 0,100
$\sqrt{1/2}$ Rd	− 0,111		− 1,064	− 1,175	
Rd	+ 0,503	+ 0,235	− 0,110	+ 0,393	− 0,149

Astigmatismus f. d. Hälfte $w_4 = -18^0$; $x_4 = -2{,}70$ $s'_f - s'_{0F} = -1{,}64$
auf 100 mm Brennweite umgerechnet $s'_t - s'_{0F} = +1{,}64$

4. $r_1 = +20{,}346$ $d_1 = 1{,}24$
$r_2 = +10{,}525$ $d_2 = 2{,}53$ Gläser wie oben
$r_3 = +29{,}132$
$^1/_2 d_3 = 7{,}17$

und symmetrisch.

Korrektionszustand

h	$s'_{G'} - s'_D$	$s'_F - s'_{0F}$	$s'_D - s'_{0F}$	$s'_{G'} - s'_{0F}$	S. B.
0	− ,0349	0	+ 0,154	− 0,195	0
$\sqrt{1/2}$ Rd		− 0,445			+ 0,121
$\sqrt{2/3}$ Rd	− 0,031		− 0,058	− 0,089	
Rd	+ 0,171	+ 1,412	+ 1,397	+ 1,568	+ 0,050

Astigmatismus f. d. Hälfte $w_4 = -18^0$; $x_4 = -3{,}875$ $s'_f - s'_{0F} = -1{,}71$
auf 100 mm Brennweite umgerechnet $s'_t - s'_{0F} = +1{,}73$

5. $r_1 = +22{,}562$ $d_1 = 1{,}23$
$r_2 = +11{,}103$ $d_2 = 2{,}51$ Gläser wie oben
$r_3 = +34{,}602$
$^1/_2 d_3 = 8{,}97$

und symmetrisch.

Korrektionszustand

h	$s'_{G'} - s'_D$	$s'_F - s'_{0F}$	$s'_D - s'_{0F}$	$s'_{G'} - s'_{0F}$	S. B.
0	— 0,303	0	+ 0,231	— 0,072	0
$\sqrt{1/2}$ Rd		+ 0,555			— 0,086
$\sqrt{2/3}$ Rd	— 0,017		+ 1,165	+ 1,148	
Rd	+ 0,170	+ 2,964	+ 2,949	+ 3,119	— 0,158

Astigmatismus f. d. Hälfte $w_4 = -18^0$; $x_4 = -5{,}00$ $s_f' - s'_{0F} = -1{,}74$
auf 100 mm Brennweite umgerechnet $s_t' - s'_{0F} = +1{,}74$

Die Zahlenwerte der vorangehenden Zusammenstellung beziehen sich auf Aplanate vom Öffnungsverhältnis 1 : 6,8 und von der Brennweite $f'_{0F} = 100$ mm. Nur die Angaben über den Astigmatismus sind auf die Aplanathälfte 1 : 13,6, $f'_{0F} = 100$ mm bezogen, weil der Abstand x_4 der Aperturblende vom Scheitel der vierten Fläche so gewählt ist, daß für die Hälften Bildfeldebnung in übertragenem Sinne durchgeführt wird, wobei dann dieselbe auch für das ganze System in größter Annäherung besteht. Von jedem berechneten Objektiv sind die Radien r der Linsenflächen, die Glasdicken d und die Blendenstellung $\frac{1}{2} d_3$, sowie die auf die Spektrallinie F bezüglichen Glaskonstanten n_F und $\bar{\nu}$ mitgeteilt. Unter der Überschrift „Korrektionszustand" befindet sich jedesmal eine Tabelle, deren erste Spalte diejenigen Einfallshöhen in Bruchteilen der Randöffnung enthält, unter welchen die trigonometrisch durch das ganze System durchgerechneten Strahlen in das Objektiv, von Unendlich herkommend, parallel zur optischen Achse eintreten. Die Restfehler sind in den folgenden Spalten dargestellt, und zwar wird in der zweiten Spalte zunächst die Farbkorrektion zwischen D und G' angegeben. Man erkennt, daß diese beiden Farben ungefähr in $\sqrt{\frac{2}{3}}$ der Randöffnung zusammengelegt worden sind. In den drei nächsten Spalten wird die sphärische Aberration für die drei Farben F, D und G' mitgeteilt, und zwar bezogen auf den paraxialen Bildpunkt für F. In der letzten Spalte schließlich ist der Fehler gegen die Sinus-Bedingung zahlenmäßig belegt.

Man kann sich an Hand der Zahlen insbesondere den Verlauf der sphärischen Aberrationskurve veranschaulichen und erkennt, daß die Form mit Kron voraus nur reine sphärische Aberrationen besitzt, sowohl Unterkorrektion als auch Überkorrektion, und daß die Form mit Flint voraus negative Zonenfehler aufweist. Ferner läßt sich deutlich ersehen, wie infolge der Durchbiegungen unter Beibehaltung des Typus die sphärische Randaberration für F verschiedene Beträge annimmt.

Die Form mit Flint voraus besitzt alle Eigenschaften eines Aplanaten, nicht aber die andere Form, mit Kron voraus. Während nämlich bei dem eigentlichen Aplanaten die Einzellinsen Menisken sind mit der hohlen Fläche zum Mittelpunkt des Systems, trifft das auf die hier berechnete Form mit Kron voraus nicht zu. Bei dieser kehrt die Kittfläche dem Mittelpunkt stets die konvexe Seite zu, so daß die eigentliche Aplanatform zerstört ist. Trotzdem ist auch dieser Form die Bezeichnung Aplanat gegeben worden, weil sie im Konstruktionsprinzip durchaus mit dem Aplanaten übereinstimmt.

Unter der Bezeichnung Astigmatismus in der vorangehenden Tabellierung sind die sagittalen und tangentialen Einstelldifferenzen gegenüber dem paraxialen Bildpunkt angegeben; man erkennt, daß diese Differenzen nahezu entgegengesetzt gleich

sind für den objektseitigen Hauptstrahlwinkel mit der Achse $= 18^0$, weil der Blendenabstand x_4 von der inneren Luft-Glas-Fläche passend gewählt ist; es ist also Bildfeldebnung in übertragenem Sinne erreicht.

Um dem Gang der Aberrationen einen systematischen Verlauf zu erteilen, wurden die durch die Rechnung erhaltenen Systeme nicht selbst zur Ausführung gebracht, sondern dienten nur dazu, gewisse Systeme desselben Typus mit bestimmten gleichmäßig gegeneinander abgestuften Randaberrationen durch Interpolation zu gewinnen. Zu diesem Zwecke wurden die Krümmungen der Linsenflächen sowie die Glasdicken und Blendenabstände graphisch als Funktion der sphärischen Randaberration dargestellt. Die Interpolation gestaltete sich insofern sehr einfach, als die Kurven nahezu geradlinig verliefen. Es wurde so interpoliert, daß die Randaberration für F vom Werte 0 ab nach Seiten der Unter- und Überkorrektion in Intervallen von je 0,5 mm bei 100 mm Brennweite fortschritten. Dabei wurde bis zu derartig großen Randaberrationen gegangen, daß die am weitesten von der Aberration Null entfernten Systeme mit Sicherheit eine für die Bildgüte nachteilige Strahlenvereinigung aufwiesen, was sich an den Darstellungen des Strahlenverlaufs im Bildraum[1]) und aus den Durchmessern der engsten Einschnürungen ohne weiteres abschätzen ließ. Den hiernach ausgeführten Aplanaten lagen folgende Konstanten zugrunde:

Form: Kron voraus.
Aplanat 1: 6,8; $f'_{0F} = 100$ mm. Gläser: P. 3144; P. 2435.

$(s'_{Rd} - s'_0)_F$	$r_1 = -r_6$	$r_2 = -r_5$	$r_3 = -r_4$	$d_1 = d_5$	$d_2 = d_4$	$\frac{1}{2} d_3$
mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
+ 1,5	+ 49,751	— 20,492	+ 217,391			9,31
+ 1,0	+ 46,729	— 21,097	+ 166,667			9,02
+ 0,5	+ 44,953	— 21,739	+ 135,135			8,72
0	+ 41,024	— 22,538	+ 110,616	2,95	1,20	8,39
— 0,5	+ 39,526	— 23,041	+ 99,010			8,09
— 1,0	+ 37,594	— 23,810	+ 87,719			7,76
— 1,5	+ 35,842	— 24,631	+ 78,740			7,42

Form: Flint voraus.
Aplanat 1 : 6,8; $f'_{0F} = 100$ mm. Gläser: P. 2953; P. 1768.

$(s'_{Rd} - s'_0)_F$	$r_1 = -r_6$	$r_2 = -r_5$	$r_3 = -r_4$	$d_1 = d_5$	$d_2 = d_4$	$\frac{1}{2} d_3$
mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
+ 2,0	+ 21,008	+ 10,718	+ 30,864	1,24	2,52	7,62
+ 1,5	+ 20,367	+ 10,515	+ 29,155	1,24	2,52	6,83
+ 1,0	+ 19,685	+ 10,320	+ 27,624	1,24	2,53	6,08
+ 0,5	+ 19,048	+ 10,144	+ 26,316	1,24	2,53	5,35
0	+ 18,518	+ 9,970	+ 25,126	1,25	2,54	4,65
— 0,5	+ 18,018	+ 9,823	+ 24,155	1,25	2,54	4,03
— 1,0	+ 17,606	+ 9,690	+ 23,256	1,25	2,54	3,47
— 1,5	+ 17,241	+ 9,569	+ 22,523	1,25	2,55	2,96

Beim Betrachten der Tabellen fällt auf, daß bei der Form mit Kron voraus mit $\pm$ 1,5 mm Randaberration abgebrochen wurde, während sich der Bereich der anderen Form von — 1,5 bis + 2,0 mm erstreckt. Die Symmetrie in der ersten

1) Siehe z. B. Fig. 9.

Form findet ihre Erklärung darin, daß nicht nur das Aussehen der Kaustik, sondern auch die Größe der engsten Einschnürung für Unter- und Überkorrektion einander nahezu symmetrisch sind; dagegen tritt bei der Form mit Flint voraus diese Symmetrie nicht auf. Aus den beiden folgenden Tabellen geht hervor, daß der Zerstreuungskreis der engsten Einschnürung in der Form mit Flint voraus für — 1,5 mm Randaberration einen Minimalwert annimmt; trotzdem war es nicht nötig, Objektive mit noch stärkeren Unterkorrektionen auszuführen, da die Lichtverteilung schon bei — 1,5 mm so ausgeglichen ist, daß kein heller Bildkern zur Bildschärfe beitragen kann. Dagegen mußte die Überkorrektion bis auf + 2,0 mm gebracht werden, da hier eine starke Lichtkonzentration in der Mitte die bereits beträchtliche Größe des Zerstreuungskreises in gewisser Weise kompensiert.

Durchmesser der Zerstreuungskreise

Form: Kron voraus.		Form: Flint voraus.	
$s'_{Rd} - s'_0$	∅	$s'_{Rd} - s'_0$	∅
mm	mm	mm	mm
+ 1,5	0,062	+ 2,0	0,123
+ 1,0	042	+ 1,5	115
+ 0,5	021	+ 1,0	106
0	000	+ 0,5	097
— 0,5	018	0	088
— 1,0	036	— 0,5	080
— 1,5	054	— 1,0	073
		— 1,5	070
	(nicht ausgeführt	— 2,0	075)

Sämtliche Aplanate wurden mit der Brennweite 300 mm ausgeführt. Die Brennweite wurde in dieser für Photo-Objektive ungewöhnlichen Größe gewählt, um die sphärischen Aberrationsfehler für die experimentellen Bedürfnisse genügend groß zu haben.

2. Kapitel.

Auswahl und Herstellung eines Lichtfilters.

Um von den chromatischen Restfehlern der Objektive unbeeinflußt zu sein, wurde stets mit annähernd monochromatischem Lichte gearbeitet. Die Wahl der Farbe ergibt sich aus dem Verlauf des sekundären Spektrums der verwendeten Aplanate. Die sphärische Aberration ist für die Linie F des Wasserstoffspektrums, $\lambda = 486\ \mathrm{m}\,\mu$ berechnet, weil diese Wellenlänge sehr nahe am Scheitel der auf die Öffnung $\sqrt{\frac{2}{3}}\,h_{Rd}$ bezogenen Kurve des sekundären Spektrums liegt. Für die experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit war es vorteilhaft, der Lichtquelle möglichst eine solche Farbe zu geben, die noch besser als F in den Scheitel der Kurve des sekundären Spektrums fällt. Letzterer liegt bei den berechneten Aplanaten ungefähr bei der Wellenlänge $\lambda = 500\ \mathrm{m}\,\mu$; um jedoch von der Linie F nicht allzusehr abzuweichen, erschien es zweckmäßig, einen Mittelwert, etwa $\lambda = 493\ \mathrm{m}\,\mu$, zu wählen. Die Benutzung der Quecksilberlinie $\lambda = 492\ \mathrm{m}\,\mu$ kam wegen ihrer geringen Intensität nicht in Frage, und außerdem war es bequemer, aus einfach herzustellendem weißen Licht die gewünschte Farbe auszusondern. Deshalb wurde in dem im nächsten Kapitel beschriebenen Beleuchtungskasten in einigem Abstand vom Testobjekt ein Gelatinefilter angebracht,

das den gestellten Bedingungen genügte. Die Wahl der Farbstoffe, deren Konzentration und Kombinierungsverhältnis erforderten umfangreiche Vorarbeiten. Deswegen möge zunächst auf diese Versuche näher eingegangen werden.

Zur Untersuchung gelangten Farbstoffe der Höchster Farbwerke. Von diesen Farbstoffen wurden Filterserien mit abgestuften Farbdichten hergestellt; und zwar je eine Serie für Rapid-Filtergelb, Pyrazolgelb, Patentblau, Filterviolett, Kristallviolett. Gegossen wurde jede Serie in den Farbdichten 0,05; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 1,0; 2,0; 3,0; 4,0. Unter Farbdichte ist nach von Hübl[1]) die Menge des Farbstoffes in Gramm zu verstehen, die auf ein qm der Plattenoberfläche verteilt ist. Der Guß geschah in der Weise, daß zunächst in einer $5^0/_0$igen Gelatinelösung soviel Farbstoff gelöst wurde, als nötig war, um eine gußfertige Lösung für das Filter von der verlangten Maximaldichte zu bekommen; hierbei war zu berücksichtigen, daß nach Vorschrift von von Hübl auf je 1 qdm ungefähr 7 ccm aufgegossen werden sollen. Demnach waren also 0,57 g Farbstoff in 100 ccm der $5^0/_0$igen Gelatinelösung zu lösen, um ein Filter von der Dichte 4,0 zu erhalten. Eine derartige Ausgangslösung wurde in einer solchen Menge hergestellt, daß nicht nur das Filter von der verlangten Maximaldichte gegossen werden konnte, sondern auch nach jedesmaligem Guß und entsprechender Verdünnung der Restlösung alle übrigen Filter von geringerer Dichte. Dieses Verfahren war insofern vorteilhaft, als man mit größeren Mengen arbeitete und dadurch bessere Genauigkeit in der Konzentration der Lösung erhielt. Von den drei Farbstoffen Kristallviolett, Filterviolett und Patentblau wurde als Filter größter Dichte nur 2,0 gegossen, weil einerseits Patentblau bei der Dichte 3,0 bereits auskristallisiert, andererseits Kristallviolett und Filterviolett bei der Dichte 2,0 schon erheblich Licht absorbieren. Gegossen wurde auf alten photographischen Platten vom Format 9×12 cm, von denen die Gelatineschicht durch Behandlung mit einer $2^0/_0$igen Lösung von Mattsalz[2]) (Ammoniumbifluoratum) abgezogen war. Die Farblösung hatte beim Guß eine Temperatur von 35 bis 40 Grad Celsius und wurde mittels eines gebogenen Glasstabes schnell nach Ecken und Rändern der Platte verteilt. Nachdem die Gelatine vollkommen getrocknet war, wurden die Platten zerschnitten und die Hälften mit gereinigtem Kanadabalsam verkittet, so daß Filter von der doppelten Dichte erhalten wurden. Die Probeserien setzten sich also aus folgenden Filtern zusammen:

Gruppe A: { Rapidfiltergelb, Pyrazolgelb } von den Dichten 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0; 2,0 4,0; 6,0; 8,0.

Gruppe B: { Patentblau, Kristallviolett, Filterviolett } von den Dichten: 0,1; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0; 2,0; 4,0.

Nach diesen Vorbereitungen mußte eine Kombination zwischen Filtern beider Gruppen gefunden werden, die folgende Bedingungen erfüllte: möglichste Selektivität für die Farbe $\lambda =$ ca. 493 mμ, weitestgehende Schwächung der spektral benachbarten Wellenlängen, geringste Absorption der Hauptfarbe, und zwar in jeder Beziehung vom Standpunkt der Einwirkung auf die photographische Platte. Als photographische Platte wurde stets die Goerz-Tenax-Extra-Rapid-Platte genommen, die vor dem Gebrauch mit Pinaflavol sensibilisiert wurde.[3]) Die Auswahl des verlangten Filters wurde an Hand

[1]) A. von Hübl, Die photographischen Lichtfilter. *Enzykl. d. Photographie Nr. 74. S. 17. 1910.*
[2]) Limmer. *Phot. Rundschau* **59.** *S. 160—161. 1922.*
[3]) Siehe Seite 353.

von Spektralaufnahmen des von verschiedenen Filterkombinationen hindurchgelassenen Lichts bewerkstelligt. Alle diese Spektrogramme wurden auf einer einzigen photographischen Platte untereinander angeordnet unter Verwendung eines Gitterspektrographen von Schmidt & Haensch. Die Lichtquelle bestand dabei in einer der im Beleuchtungskasten verwendeten Halbwatt-Lampen, so daß zugleich die spektrale Zusammensetzung des weißen Lichts jener Lichtquelle Berücksichtigung fand. Als Vergleichsspektrum zum Zweck der Wellenlängenmessung wurde den Aufnahmen das Quecksilberspektrum überlagert. Aus den Spektralaufnahmen ließ sich schließen, daß eine Kombination von Patentblau 4,0 und Pyrazolgelb 3,4 den gestellten Bedingungen am besten entsprach. In Fig. 4 ist als Funktion der Wellenlänge die Schwärzungsverteilung in dem Spektrogramm (in einem beliebigen Maßstab) dargestellt. Die Kurve wurde aus Messungen am Hartmannschen Mikrophotometer erhalten.

Aus der Figur geht hervor, daß das Maximum der Schwärzung etwa bei der Wellenlänge $\lambda = 496\,\mathrm{m}\,\mu$ anzunehmen ist. Ferner ist in der Figur die Linie F eingetragen, um deren Lage in bezug auf das Maximum der Schwärzung beurteilen zu können. Der Scheitel der Kurve des sekundären Spektrums befindet sich, wie schon erwähnt, bei $\lambda = 500\,\mathrm{m}\,\mu$. Die betreffende Filterkombination genügte den gestellten Bedingungen in ausreichendem Maße. Auch der Einfluß der Empfindlichkeitskurve der mit Pinaflavol sensibilisierten Platte, mit dem Maximum der Empfindlichkeit bei etwa $530\,\mathrm{m}\,\mu$, wurde kompensiert und kam lediglich durch einen etwas sanfteren Abfall der Durchlässigkeitskurve nach dem roten Ende des Spektrums zum Ausdruck. Jenseits von $\lambda = 470\,\mathrm{m}\,\mu$ und $\lambda = 530\,\mathrm{m}\,\mu$ wurden keine nennenswerten Intensitäten mehr vom Filter hindurchgelassen.

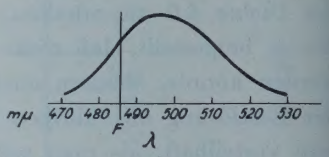


Fig. 4. Durchlässigkeitskurve des Lichtfilters Patentblau 4,0 plus Pyrazolgelb 3,4.

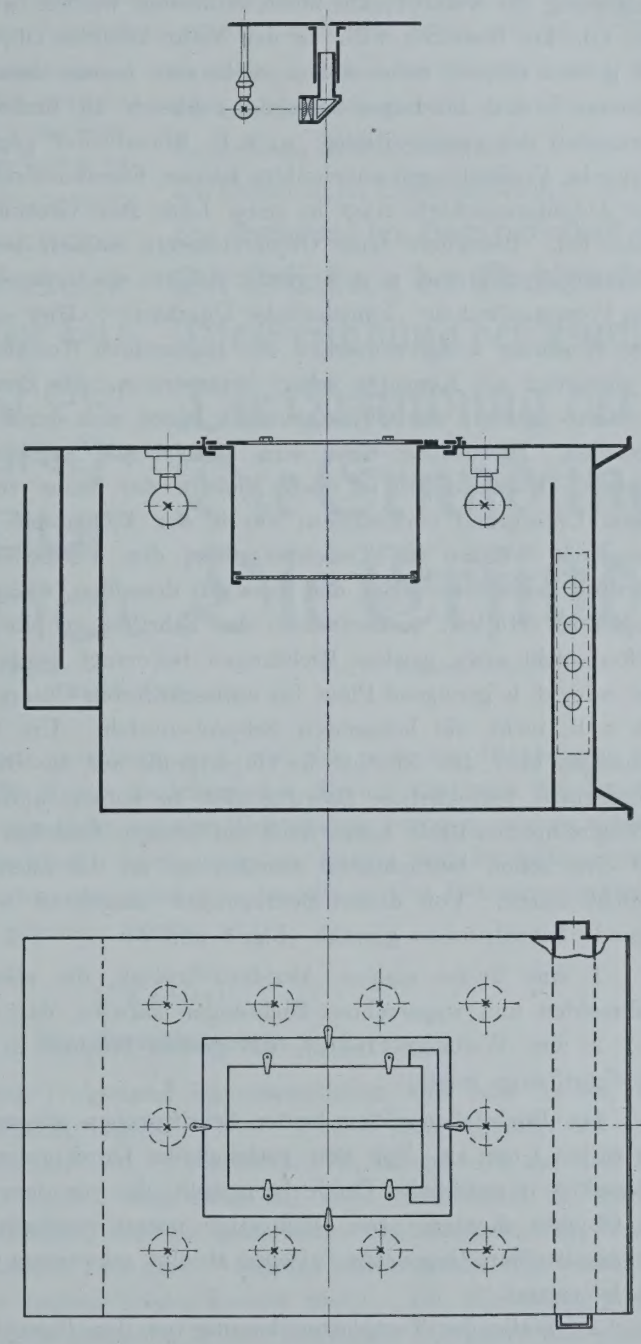
Auf Grund dieser Ergebnisse wurde das Filter für den Beleuchtungskasten hergestellt, indem auf zwei Spiegelglasplatten Patentblau in den Dichten 2,0, also zusammen 4,0, und auf einer dritten Platte Pyrazolgelb in der Dichte 3,4 aufgegossen wurden. Diese Platten wurden nicht verkittet, weil die beträchtliche Größe derselben (27×32 cm) die Bildung von störenden Luftblasen in der Kittschicht nicht hätte vermeiden lassen. Das Filter wurde in dem Beleuchtungskasten angebracht, wobei die gelbe Platte nach der Lichtseite lag, weil diese das zur Zersetzung des Patentblaus beitragende kurzwellige Licht absorbiert. Außerdem war die Rückseite des Gelbfilters zwecks Erhöhung der Diffusität des austretenden Lichts noch mattiert.

3. Kapitel.

Die Lichtquelle.

Als Lichtquelle dienten Halbwattlampen für 110 Volt. Diese waren in einem eigens konstruierten Beleuchtungskasten (Tafel I) angebracht, um zwecks gleichmäßiger Ausleuchtung der Testplatten eine möglichste Diffusität des Lichts hervorzubringen. Dieses Ziel wurde erreicht durch mehrmalige diffuse Reflexion des Lampenlichts an den mit weißem Zeichenpapier ausgekleideten Innenflächen des Kastens. Im Verhältnis zur Austrittsöffnung waren die hell erleuchteten Innenwände des Kastens ziemlich groß, da die Abmessungen des Kastens $50 \times 50 \times 60$ cm gegenüber 17×23 cm Austrittsöffnung betrugen. Die Austrittsöffnung war in einem besonderen Rahmen angebracht, der in die Vorderwand des Kastens eingesetzt werden konnte. Dieser Rahmen war innen mit einem kastenförmigen Lichtschutz versehen, um direktes Licht

der Lampen von dem Objekt abzuhalten. Gleichzeitig erhielt der Rahmen eine Fassung zur Aufnahme des Farbfilters. Die Testplatten konnten vor der rechteckigen Austrittsöffnung auf einem Falz aufgestellt und mit seitlichen Vorreibern festgehalten werden. Im Innern des Kastens, rings um den einsetzbaren Rahmen herum, waren Fassungen zur Aufnahme der Glühlampen vorgesehen. Um die Diffusität des an den Innenwandungen reflektierten Lichts zu erhöhen, war eine Fläche des Farbfilters mattiert. Die Lampen wurden mit Gleichstrom und Unterspannung gebrannt, wobei während der Aufnahmen beständig die Einhaltung der Spannung und damit der Intensität kontrolliert und im Bedarfsfalle sofortige Nachregulierung durch Widerstandsveränderung vorgenommen wurde. Um beträchtliche Erhitzungen des Beleuchtungskastens und seiner einsetzbaren Teile, wie Farbfilter und Testplatten, zu vermeiden, waren in dem Kasten Ventilationsöffnungen angebracht, die selbstverständlich mit Lichtschutz versehen waren. Der ganze Kasten war erschütterungsfrei aufgestellt.



Tafel I. Beleuchtungskasten und künstlicher Stern.

4. Kapitel.

Die Objekte.

Bei der Wahl von Testobjekten waren diejenigen Gesichtspunkte maßgebend, welche einerseits beste Anpassung an natürliche Verhältnisse herbeiführten, andererseits die Möglichkeit gaben, quantitative Bildschärfe-Messungen in einwandfreier, nicht durch subjektive Beeinflussungen gestörter Weise vorzunehmen. Der zuletzt genannten Anforderung gehorcht das unendlich große Objekt, bestehend in der Abgrenzung einer beleuchteten gegen eine dunkle Halbebene längs einer geradlinigen Kante. Diese Lichtkante wird nämlich im photographischen Negativ als mehr oder weniger steiler

Schwärzungsabfall erscheinen, und die Steilheit desselben, die aus exakten photographischen Messungen bestimmt werden kann, liefert ein Maß für die Abbildungsgüte. Was die Anpassung des künstlichen Objekts an die Natur anbelangt, so kann eine gewisse Stilisierung der Naturobjekte nicht vermieden werden, wenn man physikalisch verwertbare Objekte benutzen will. In der Natur kommen Objekte vor, die teils dem unendlich großen Objekt nahe stehen, teils aufs feinste detailliert sind. Derartige Objektelemente[1]) sind im Landschaftsbild zahlreich zu finden und bilden hier den Hauptbestandteil des ganzen Bildes; so z. B. Blitzableiter gegen den hellen Untergrund des Himmels, Verästelungen unbelaubter Bäume, Eisenkonstruktionen an Brückenbauten usw. Ihre Abbildungsschärfe trägt in erster Linie zum Gesamteindruck des photographischen Bildes bei. Besonders feine Objektelemente müssen bei Reproduktionen von Strichzeichnungen, Schriften u. a. in großer Schärfe wiedergegeben werden. Dagegen verlangt eine Porträtaufnahme „künstlerische Unschärfe". Hier sollen Objektelemente wie Runzeln, Kopfhaar u. dgl. zugunsten der allgemeinen Weichheit des Bildes verwischt werden, so aber, daß die Konturen scharf heraustreten. Als Ersatz für das Porträtobjekt kann die Kante gelten; die Objektelemente lassen sich durch Schriften verschiedener Größe darstellen. Hiermit ist dann eine hinreichende Anpassung an natürliche Verhältnisse gegeben. Hinzuzufügen ist noch, daß in der Natur vorwiegend dunkle Objekte auf hellem Untergrund vorkommen; nur in der Astronomie liegt der umgekehrte Fall vor. Demgemäß wurden als Testobjekte bei den Versuchen außer der Kante schwarze Schriften genommen. Bei der Auswahl derselben waren zwei beachtenswerte Bedingungen zu erfüllen: 1. mußten in den Schriftzügen alle Richtungen vertreten sein; es durften nicht etwa gewisse Richtungen bevorzugt werden; 2. mußte das Schriftobjekt klar sein, d. h. genügend Platz für unbeschrifteten Untergrund freilassen; daher eigneten sich z. B. nicht die bekannten Sehprobentafeln. Um ferner noch besondere Untersuchungen über den Einfluß der Objektgröße auf die Bildschärfe vorzunehmen, war es erforderlich, verschiedene Schriftgrößen zu haben, anfangend von den kleinsten, im photographischen Bilde kaum noch auflösbaren Schriften bis zu so großen Buchstaben, daß eine schon beträchtliche Annäherung an das unendlich große Objekt der Kante erreicht wurde. Von diesen Bedingungen ausgehend wurden folgende gedruckt vorliegende Schriftproben gewählt (Fig. 5 und 6):

1. eine breite magere Akzidenz-Grotesk, die allerdings eine Bevorzugung der senkrechten und wagerechten Richtungen aufwies, dafür aber hervorragend klar war.

2. eine Walbaum-Fraktur, die großen Wechsel in den Richtungen und Stärken der Schriftzüge zeigte.

Die Buchstabengrößen beider Schriftproben stiegen fast gleichmäßig von 1 mm bis zu ca. 1 cm an. Von den vorhandenen Druckproben auf weißem Papier wurden Diapositive in natürlicher Größe hergestellt, die vor dem Beleuchtungskasten angebracht als Objekte dienten. Die Diapositive waren vorzüglich hart und glasklar, so daß der unmittelbare Gegensatz zwischen absolut schwarzem Objekt und hellem Untergrund gut hervortrat.

An Stelle der Testplatten konnte vor den Beleuchtungskasten eine Vorrichtung gesetzt werden, die als künstlicher Stern bei den Aberrationsaufnahmen nach Hart-

[1]) An Stelle des Wortes „Objektdetail" sei der Ausdruck „Objektelemente" gebraucht, weil der Begriff „Detail" in der wissenschaftlichen Photographie durch E. Goldberg eine bestimmte photometrische Bedeutung erlangt hat. Siehe darüber: E. Goldberg, Der Aufbau des photographischen Bildes, Enzykl. d. Photographie, Nr. 99, 1922.

mann Verwendung fand. Dieser künstliche Stern (siehe Tafel I, rechts) besaß eine eigene Lichtquelle, bestehend aus einer fast punktförmigen Wendeldrahtlampe, die bei Anlegung von 3,5 Volt Spannung mit einer Leuchtstärke von etwa 6 Kerzen brannte. Um die Intensität zu erhöhen, wurde eine Überspannung im Betrage von 5 Volt angewendet. Der Glühdraht dieses Lämpchens wurde durch eine Linse und ein Prisma

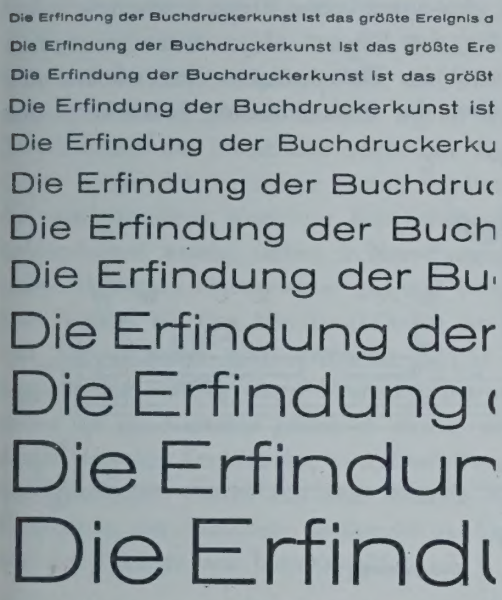


Fig. 5. Breite magere Akzidenz-Grotesk.

Fig. 6. Walbaum-Fraktur.

Testobjekte (nat. Größe).

in die Ebene eines Diaphragmas projiziert, und erst das von dem Diaphragma ausgeblendete Bild der Lichtquelle diente als künstlicher Stern. Um auch bei der Aufnahme der Aberrationskurven nur Licht von der Wellenlänge 496 m μ, wie es späteren Untersuchungen diente, zu benutzen, wurde zwischen Lampe und Projektionssystem ein Gelatinefarbfilter gesetzt, das zusammen mit dem Filter des Beleuchtungskastens von der gleichen Farblösung gegossen worden war.

5. Kapitel.

Die Versuchskamera.

Die Versuchskamera (Fig. 7) bestand im wesentlichen aus zwei Teilen, dem Objektivträger O und dem Plattenträger P. Diese beiden Teile konnten auf einem gemeinsamen schweren gußeisernen Bett B von etwa 1 m Länge, das auf drei Fußschrauben ruhte, verschoben werden, und zwar auf zwei Gleitflächen S_1 und S_2. Zwischen diesen beiden Gleitflächen, die als gemeinsame Schlittenbahn für Objektiv und Plattenträger dienten, befand sich eine T-förmige Mittelschiene S_3, welche von den Klemmvorrichtungen der beiden Träger umfaßt wurde. Die Klemmung geschah durch eine von oben eingeführte Schraube W mit Kugelgriff. Objektiv und Plattenträger bestanden ebenfalls aus Gußeisen und waren durch Rippen mit ihren Schlitten versteift. Der Objektivträger enthielt die Fassung zur Aufnahme der Objektive. Um dieselbe Fassung für verschieden große Objektive benutzen zu können, wurden Zwischenringe in passender Größe verwendet, die durch ein Normalgewinde mit der Fassung oder untereinander verschraubt werden konnten. Die Verschiebung des Objektivträgers

auf dem Bett geschah durch Einstellung mit der Hand; die jeweilige Stellung war an einer auf dem Bett seitlich festgeschraubten Zentimeterteilung markiert. Diese grobe Einstellung genügte, da die Lage des Objektivträgers zum Zwecke der Einstellung auf übereinstimmende Bildgrößen nur eine Genauigkeit von 2 cm erforderte.[1]) Der Plattenträger diente zur Aufnahme der Kassette *K*. Letztere war die bekannte Toepfersche Metallkassette, die eine präzise Lagerung der photographischen Platte sowie ihrer selbst am Plattenträger gewährleistete. Sie war für das Format $4^1/_2 \times 6$ cm vorgesehen. Die Kassette wurde von oben in einen Falz *P* des Plattenträgers eingeschoben und konnte in diesem festgeklemmt werden, wobei die festklemmende Schraube *C* den

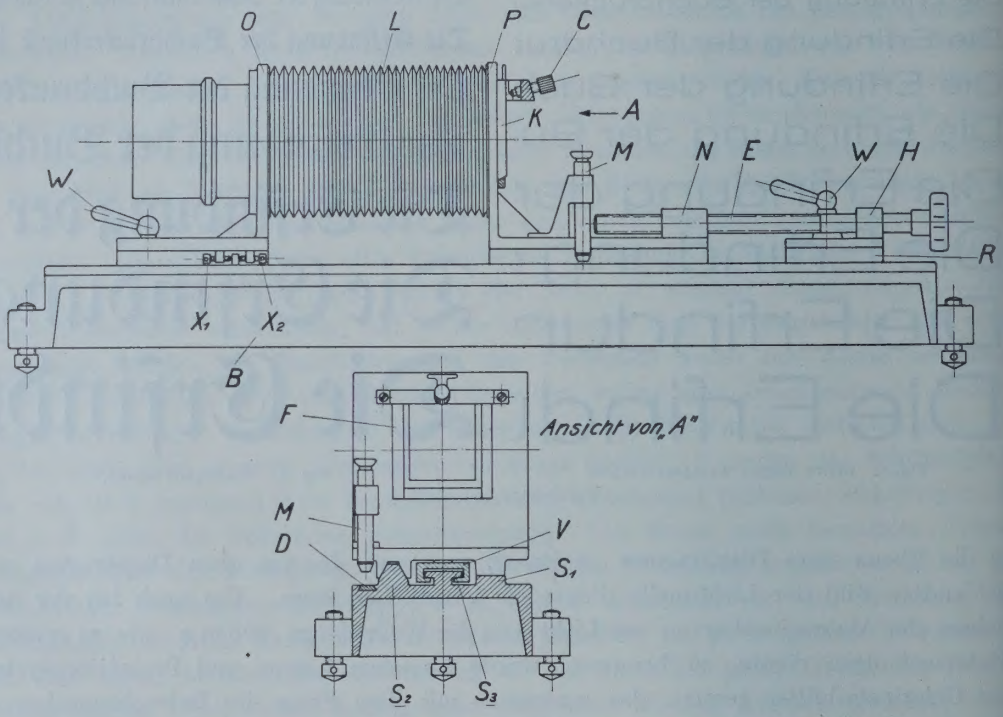


Fig. 7. Die Versuchskamera.

Druck gleichzeitig nach der prismatisch gekanteten Grundleiste des Falzes und nach der Anlagefläche am Plattenträger wirken ließ. An dem Plattenträger war seitlich ein Ablesemikroskop *M* angebracht, das die Einstellung der Platte zum Objektiv auf einem Neusilbermaßstab *D* mit einer Genauigkeit von 0,01 mm abzulesen gestattete. Dieser Maßstab war in einer besonderen Führung gelagert und konnte vom Objektivträger zwangfrei mitgenommen werden. Die Ablesung geschah mit einer in der Brennebene des Mikroskopokulars angebrachten Teilung, die jeden Millimeter des Maßstabes in zehn Teile zerlegte. Abgelesen werden konnten ganze Zehntel-Millimeter, die Hundertstel ließen sich schätzen. Die Verschiebung des Plattenträgers war zunächst grob durch Handverstellung möglich. Eine besondere Feinregulierung bestand in einer Schraube *E*. Diese Feinstellschraube lagerte in einem Kammlager *H* auf einem besonderen Klemmschlitten *R* einerseits und in ihrer Führungsmutter *N*, die an dem Plattenträger befestigt war, andererseits. Zwischen Objektiv- und Plattenträger befand sich ein Kamerabalgen *L*, der, wenn nötig, herausgehoben werden konnte; die Auszugweite des Balgens betrug 400 mm.

[1]) Siehe Seite 354.

Die Justierung der Kamera wurde in folgender Weise vorgenommen und zeitweilig nachgeprüft: zunächst wurde der Neusilbermaßstab durch zwei gegeneinander bewegliche Schrauben X_1 und X_2 so mit dem Objektivträger in Verbindung gebracht, daß bei einer mit Tiefentaster zu bestimmenden Entfernung zwischen Objektivträger und photographischer Platte ein ganzzahliger Wert sowohl auf dem Tiefentaster als auch auf der Teilung unter dem Mikroskop eingestellt werden konnte. Diese Maßregel verfolgte nur den sehr wichtigen Zweck, die Lage des Maßstabes zum Objektivträger während der Untersuchungen hin und wieder kontrollieren zu können. Derartige Nachprüfungen ließen jedoch niemals irgend welche Längenänderungen erkennen. Nach der Einjustierung des Maßstabes wurde die Kamera auf das Objekt zentriert. Als Objekt diente hierzu der künstliche Stern. Die Zentrierung geschah in der Weise, daß zunächst auf mechanischem Wege der Durchstoßpunkt der optischen Achse mit der Mattscheibe aufgezeichnet wurde, indem in der Fassung des Objektivträgers eine Kreisscheibe von etwas kleinerem Durchmesser gleitend bewegt wurde, während ein überstehender Rand gute Anlage an der Anschraubfläche der Fassung gewährleistete; mit dieser Scheibe war gut zentriert und senkrecht zu ihr eine Stahlspitze verbunden, die bei der Bewegung der Scheibe einen kleinen Kreis auf der Mattscheibe aufzeichnete. Indem nun nichts an der Kassette geändert wurde, wurde nach Einsetzung eines Objektivs das Bett durch seitliches Verschieben und Einstellung der Fußschrauben so justiert, daß das Bild des künstlichen Sterns mit dem kleinen Kreis auf der Mattscheibe zusammenfiel. Die Einstellung der Testebene senkrecht zur optischen Achse wurde durch Autokollimation von der Kamera aus bewerkstelligt.

6. Kapitel.

Das photographische Plattenmaterial.

Das Plattenmaterial bestand in Goerz-Tenax-Extra-Rapid-Platten im Format $4^1/_2 \times 6$ cm. Dieselben wurden vor der Benutzung mit Pinaflavol sensibilisiert, um sie für grün empfindlich zu machen. Diese Maßregel war nötig, da die handelsüblichen Platten gerade im Blaugrün eine Stelle minimaler Empfindlichkeit haben. Pinaflavol ist ein neuerer basischer Farbstoff der Höchster Farbwerke, der speziell als Grünsensibilisator für wissenschaftliche Untersuchungen hervorragende Eigenschaften besitzt Mit ihm sensibilisierte Platten zeigen maximale Empfindlichkeit bei der Wellenlänge 530 mμ, nach der roten Seite des Spektrums fällt dann die Empfindlichkeit sehr rasch ab und nach der blauen Seite besteht ein kontinuierlicher Anschluß an die Empfindlichkeit der nicht sensibilisierten Bromsilber-Gelatineplatte. Der sonst sehr starke Abfall im Blaugrün bei der Wasserstofflinie F, also gerade in dem Spektralgebiet, das den sämtlichen Untersuchungen dieser Arbeit zugrunde lag, wird durch das Pinaflavol lückenlos aufgehoben. Als Vorratslösung wurde eine nicht-alkoholische, wässerige Pinaflavollösung 1 : 1000 angesetzt, die bei Benutzung nach Vorschrift der Höchster Farbwerke in der Weise verdünnt wurde, daß auf 100 ccm dest. Wasser 3 ccm Vorratslösung entfielen. Die Platten wurden zwei Minuten lang in vollkommener Dunkelheit darin gebadet und dann, ohne nachzuspülen, im Trockenschrank zum Trocknen aufgestellt. Das so vorbereitete Plattenmaterial war für die photographische Aufnahme gebrauchsfertig.

7. Kapitel.

Die Einstellung der Objektive zur Erzielung übereinstimmender Bildgröße.

Es wurde bereits bei der Beschreibung der Versuchskamera kurz darauf aufmerksam gemacht daß die Verschiebung des Objektivschlittens den Zweck hatte, übereinstimmende Bildgrößen zu erzielen, oder mit anderen Worten, den Abstand des vorderen Hauptpunkts vom Objekt für alle Objektive gleich groß zu wählen. Diese Maßregel war nötig, um vergleichbare photographische Aufnahmen zu bekommen. Um die Stellungen der Objektive, die der gestellten Forderung genügten, festzulegen, wurden je zwei Aufnahmen eines kleinen Maßstabes — derselbe bestand in Schnitten, welche in einer gleichmäßig geschwärzten photographischen Platte in Abständen von zwei Zentimetern gemacht wurden — hergestellt, indem das Objektiv in zwei verschiedene Stellungen gebracht war. Durch Interpolation nach der Newtonschen Formel war dann diejenige Stellung des Objektivs zu ermitteln, bei welcher der kleine Maßstab in einer bestimmten für alle Objektive gleichen Größe scharf abgebildet wurde. Die zulässige Ungenauigkeit der Einstellung des Objektivs betrug 2 cm.

(Schluß folgt.)

Über den Einfluß der Lichtstärke von Theodolit- und Nivellierfernrohren auf den mittleren Zielfehler.

Von
Dr.-Ing. **A. Pelzer** in Aachen [1]).

I. Lichtstärke und Helligkeit.

a) In der geodätischen und markscheiderischen Literatur treten gelegentlich die Begriffe Lichtstärke und Helligkeit auf, die zwar miteinander verwandt sind, gleichwohl aber nicht als dasselbe definiert werden dürfen. Um festzulegen, was hier unter Lichtstärke verstanden werden soll, sei folgende Betrachtung vorausgeschickt. Ein Theodolit- oder Nivellierfernrohr, also kurz gesagt, ein geodätisches Fernrohr sei auf eine leuchtende Fläche gerichtet und diese entsende eine gewisse Lichtmenge in das Objektiv des Fernrohres, dessen Durchmesser gleich D sei. Dann geht das Licht durch das Fernrohr hindurch und am Okularende tritt eine gewisse Lichtmenge aus dem Fernrohr aus, die in das menschliche Auge gelangt. Die austretende und die eintretende Lichtmenge sind nicht genau die gleichen; denn jedesmal, wenn die eintretende Lichtmenge an eine Linsenoberfläche gelangt, gehen durch Spiegelung etwa $5\,\%$ der Lichtmenge verloren, so daß nur etwa $95\,\%$ übrig bleiben. Außerdem aber wird auch noch beim Durchgang des Lichtes durch die Gläser des Fernrohres eine gewisse Lichtmenge in eine andere Energieform umgewandelt. Diesen Vorgang nennt man Absorption des Lichtes in den Gläsern. Man kann etwa rechnen, daß beim Durchgang des Lichtes durch ein Objektiv von 1 dcm Dicke etwa $16\,\%$ durch Absorption verloren gehen, so daß also nur etwa $84\,\%$ des in das Glas eingetretenen Lichtes aus dem Glase wieder herauskommen. Ist die Dicke des Glases d dcm, so treten nicht $84\,\%$ sondern $84^{d}\,\%$ der eintretenden Lichtmenge wieder aus. Alle derartigen Verluste durch Reflexion und Absorption machen zusammen in einem geodätischen Fernrohr rund $25\,\%$ aus, so daß also nur rund $75\,\%$ des eintretenden Lichtes

---

[1]) Dissertation Aachen 1926. Referent: Prof. Dr. P. Wilski, Korreferent: Prof. Dr. F. Wenner.

in das Auge gelangen. Den Quotienten, austretende Lichtmenge dividiert durch die eintretende Lichtmenge, pflegt man mit dem Buchstaben k zu bezeichnen und nennt ihn den Durchlässigkeitsfaktor des Fernrohres. k ist also von Fernrohr zu Fernrohr verschieden, doch kann man sich näherungsweise der Vorstellung hingeben, daß die Werte von k in der Nähe von 0,75 liegen.

Man könnte nun auf den Gedanken kommen, die Helligkeit eines Fernrohres zu definieren als die Lichtmenge, die von einer bestimmten leuchtenden Fläche durch das Fernrohr hindurch in das Auge gelangt, dividiert durch diejenige Lichtmenge, die das frei blickende Auge von jener leuchtenden Fläche erhält. Allein, so bestechend diese Definition auf den ersten Blick aussieht, so würde sie doch zu Widersinnigkeiten führen. Man denke sich nämlich zwei Fernrohre mit gleichem Objektivdurchmesser D und gleichem Durchlässigkeitsfaktor k. Außerdem sei auch, um vergleichbare Werte zu erhalten, ein für allemal bei den folgenden Betrachtungen stets derselbe Durchmesser (δ) von 2 mm für die Pupillenöffnung des menschlichen Auges vorausgesetzt Dann erhält das Auge beim Durchblick durch beide Fernrohre offenbar von der leuchtenden Fläche die gleiche Lichtmenge. Nach der Definition, vor der oben gewarnt wurde, müßte man also sagen, die Helligkeit der beiden Fernrohre sei die gleiche. Dennoch aber ist es denkbar, daß die Vergrößerungen beider Fernrohre V_1 und V_2 wesentlich voneinander verschieden sind. Die beiden Fernrohre erzeugen also von der leuchtenden Fläche virtuelle Bilder, die im Verhältnis $V_1^2 : V_2^2$ voneinander verschiedene Größe haben. Die beiderseits empfangene, gleiche eintretende Lichtmenge breitet sich mithin in dem einen Falle auf eine größere virtuelle Bildfläche aus, in dem anderen Falle auf eine kleinere. Infolgedessen erscheinen diese virtuellen Bildflächen verschieden hell. Das Auge empfindet also wesentlich verschiedene Helligkeiten, während nach obiger Definition gleiche Helligkeit stattfinden müßte. Man sieht, es kommt für die Helligkeitsempfindung des Auges offenbar darauf an, welche Lichtmenge in der Flächeneinheit des virtuellen Bildes enthalten ist. Sind diese Lichtmengen gleich, so empfindet das Auge gleiche Helligkeit. Wir wollen nun die in der Flächeneinheit des virtuellen Bildes enthaltene Lichtmenge die Lichtstärke des Fernrohres nennen und sie mit dem Buchstaben L bezeichnen. Es ist dann offenbar:

$$L = \frac{D^2 \pi}{4} \cdot \frac{1}{V^2} \cdot k,$$

wenn V die Vergrößerung des Fernrohes bedeutet.

Daß wir diesen Ausdruck nicht mit „Helligkeit“ bezeichnen möchten, hat folgenden Grund. Schon der in geodätischen Kreisen durch seine Gradmessung in Peru bekannte französische Physiker Bouguer, der auch als der Begründer der Photometrie bezeichnet wird, hat erkannt, daß die Helligkeitsempfindnng des menschlichen Auges, wenn man eine Fläche doppelt so stark beleuchtet, wie sie vorher beleuchtet war, dadurch keineswegs auf das Doppelte gesteigert wird. Ebenso wird nicht, wenn man die Beleuchtung der Fläche auf das Dreifache steigert, die dreifache Helligkeitsempfindung erzielt und so fort. Nennt man allgemein die Lichtmenge, die eine leuchtende Fläche in das menschliche Auge hineinsendet, l und den Zuwachs der Lichtmenge Δl, so fand schon Bouguer, daß für kleine Δl die Steigerung der Helligkeitsempfindung proportional $\frac{\Delta l}{l}$ sei. Mehrere Physiker haben den Gedanken weiter verfolgt, bis 1858 der Leipziger Professor Fechner den Gedanken in der Form des

nach ihm benannten Fechnerschen psychophysischen Grundgesetzes aussprach (11. Bd. II S. 147):

$$dH = \frac{dl}{l}$$

wobei dH den Zuwachs der Helligkeitsempfindung ausdrückt. Diesen hat man sich dabei in folgender Weise als ermittelt vorzustellen. Man denke sich einen Beobachter, der eine beleuchtete Fläche betrachtet. Die Helligkeit wird um kleine Beträge gesteigert, bis der Beobachter den Zuwachs an Helligkeit empfindet. Dieser kleine Zuwachs an Helligkeit, der in der Optik als Schwellenwert der Lichtempfindung bezeichnet wird, ist im Fechnerschen Gesetz unter dH verstanden. Man kann nun wohl aus dem Fechnerschen Gesetz durch Integration einen Begriff der Helligkeit ableiten. Indessen wird dieser Ausdruck nicht einfach genug, um praktisch von Bedeutung sein zu können. Zudem ist die Entwicklung dieses Begriffes der Helligkeit auch durch die Einführung des Begriffes der Lichtstärke entbehrlich gemacht. Es soll daher die an das Fechnersche Gesetz sich anknüpfende Gedankenreihe hier nicht weiter verfolgt werden.

b) Nachdem wir gesagt haben, wie wir uns in der folgenden Untersuchung gegenüber den Begriffen der Lichtstärke und der Helligkeit verhalten wollen, sei hier zunächst noch eine Zusammenstellung aus der geodätischen und markscheiderischen Literatur gegeben, die zeigt, wie einige Autoren dieser beiden Wissensgebiete Helligkeit und Lichtstärke aufgefaßt haben.

Um die einzelnen Formeln miteinander vergleichen zu können, werden folgende einheitliche Bezeichnungen eingeführt:

L = Lichtstärke,
H = Helligkeit,
D = Durchmesser des Objektivs (Eintrittspupille),
d = Durchmesser der Austrittspupille,
δ = Durchmesser der Augenpupille,
k = Lichtdurchlässigkeitsfaktor des Fernrohres,
V = Vergrößerung des Fernrohres,
h_r = Flächenhelligkeit der Austrittspupille,
h_0 = Flächenhelligkeit der Eintrittspupille.

1. Vogler, Praktische Geometrie 1885 (28) S. 65.

Vogler definiert die Helligkeit als „das Verhältnis $U:u$ der Lichtmengen, welche von dem fernen Objekt auf die Flächeneinheit der Netzhaut einerseits des bewaffneten, andererseits des unbewaffneten Auges gesandt werden"; also

$$H = \frac{U}{u}.$$

Diese Formel läßt sich auf die gleiche Form bringen, wie die meisten weiter unten angeführten Formeln.

Es bezeichne:

N, n = den Flächeninhalt der Netzhautbilder mit bzw. ohne Fernrohr.

i = Lichtmenge, die auf das Auge wirkt, je Flächeneinheit des leuchtenden Gegenstandes.

Die Lichtmengen der Netzhautbilder mit und ohne Fernrohr sind dann:

$$U \cdot N = h_r \cdot \frac{d^2 \pi}{4} = h_r \cdot d^2 \cdot c,$$

$$u \cdot n = i \frac{\delta^2 \pi}{4} = i \cdot \delta^2 \cdot c.$$

Vogler macht nun stillschweigend die Annahme, daß auf dem Wege des Lichtes durch das Fernrohr hindurch kein Lichtverlust eintritt.

Erst viel später (1903) hat Krüss darauf aufmerksam gemacht, daß ein beträchtlicher Lichtverlust durch Spiegelung und Absorption eintritt. Setzen wir also mit Vogler den Lichtverlust gleich Null, so können wir schreiben:

$$i \cdot D^2 \cdot \frac{\pi}{4} = h_r \cdot d^2 \cdot \frac{\pi}{4},$$

oder

$$h_r = i \cdot \frac{D^2}{d^2}.$$

Nach Einsetzen dieses Wertes für h_r in obige Gleichung erhält man:

$$U \cdot N = i \cdot D^2 \cdot c.$$

Die Lichtmengen je Flächeneinheit der Netzhautbilder sind:

$$U = \frac{i \cdot D^2 \cdot c}{N} \qquad u = \frac{i \cdot \delta^2 \cdot c}{n}.$$

Das Verhältnis dieser beiden Werte bezeichnet Vogler als Helligkeit.

$$H = \frac{U}{u} = \frac{i \cdot D^2 \cdot c \cdot n}{i \cdot \delta^2 \cdot c \cdot N} = \frac{D^2}{\delta^2} \cdot \frac{n}{N}.$$

Es ist aber

$$\frac{n}{N} = \frac{1}{V^2}.$$

Denn die Größe des Netzhautbildes bei Beobachtung mit dem Fernrohr verhält sich zu der Größe des Bildes bei der Beobachtung mit freiem Auge wie das Quadrat der Vergrößerung.

Folglich lautet die Voglersche Formel für die Helligkeit:

$$H = \frac{U}{u} = \frac{D^2}{V^2} \cdot \frac{1}{\delta^2} = \frac{d^2}{\delta^2}.$$

2. Jordan, Handbuch für Vermessungswesen 1888 (14) Bd. II S. 123.

Jordan definiert die Helligkeit in der gleichen Weise wie Vogler.

$$H = \frac{D^2}{V^2} \cdot \frac{1}{\delta^2}.$$

Hier setzt Jordan noch:

$$\delta^2 = 5$$

entsprechend der Tatsache, daß der Durchmesser der menschlichen Augenpupille im allgemeinen unter mittleren Sichtverhältnissen ungefähr gleich 2 mm ist. Die Jordansche Formel lautet also:

$$H = \frac{d^2}{5}.$$

3. Uhlich, Markscheidekunde 1901 (27) S. 65 schreibt:

$$H = \frac{D^2}{V^2} \frac{1}{\delta^2} = \frac{d^2}{\delta^2}.$$

4. Adamczik, Geodäsie 1901 (1) S. 51 schreibt:

$$H = \frac{D^2}{V^2} = d^2.$$

5, Krüss, Zeitschrift für Instrumentenkunde 1903 (19) S. 14:

$$H = k \cdot \frac{D^2 \pi}{4} \cdot \frac{1}{V^2} = k \cdot \frac{d^2 \pi}{4} = k \cdot d^2.$$

6. Czapski, Theorie der optischen Instrumente 1904 (5) S. 245:

$$H = H_0 \cdot \frac{d^2}{\delta^2}$$

H_0 = Helligkeit beim frei blickenden Auge.

7. Herz, Geodäsie 1905 (12) S. 38:

$$H = \frac{D^2}{V^2} \cdot \frac{1}{\delta^2} = \frac{d^2}{\delta^2}.$$

8. Weitbrecht, Vermessungskunde 1910 (32) Bd. I S. 298:

$$H = \frac{c}{V^2}.$$

Die Konstante c wird von Weitbrecht nicht näher erläutert.

9. Hartner-Doležal, Niedere Geodäsie 1910 (10) S. 247.

$$H = \frac{D^2}{V^2} \frac{1}{\delta^2} = \frac{d^2}{\delta^2}.$$

10. Hammer, Vermessungskunde 1911 (7) S. 260.

$$H = \frac{c \cdot D^2}{V^2} = c \cdot d^2.$$

Hammer setzt unter Berufung auf Jordan $c = {}^1/_5$ „um den Vergleich mit der natürlichen Helligkeit = 1 zu erreichen". Die Hammersche Formel lautet daher:

$$H = \frac{d^2}{\delta^2} = \frac{d^2}{5}.$$

11. Näbauer, Geodäsie 1915 (23) S. 86:

$$H = \frac{D^2}{V^2} \cdot \frac{1}{\delta^2} = \frac{d^2}{\delta^2}.$$

12. Hardke, Optische Rundschau 1920 (8) S. 1 schreibt wie Czapski:

$$H = H_0 \frac{d^2}{\delta^2}.$$

13. Lüdemann, Allg. Verm.-Nachr. 1923 (20) S. 593:

$$H = d^2.$$

In den Preisverzeichnissen der beiden Firmen F. W. Breithaupt & Sohn in Kassel und Max Hildebrand, Freiberg i. Sa. wird die Helligkeit in gleicher Weise angegeben, nämlich

$$H = d^2,$$

während die Firmen Otto Fennel Söhne, Kassel, C. Sickler, Karlsruhe, Carl Zeiss, Jena, in ihren Katalogen die Helligkeit der Fernrohre nicht erwähnen.

14. König, Die Fernrohre und Entfernungsmesser 1924 (18) S. 10 definiert die Lichtstärke

$$L = k \cdot d^2.$$

Daneben definiert König die Helligkeit eines Fernrohres durch die Gleichung:

$$H = k \cdot \frac{d^2}{\delta^2}.$$

15. Wandhoff, in Kögler, Taschenbuch für Berg- und Hüttenleute 1924 (17) S. 764 bedient sich der Formel:

$$H = \frac{D^2}{V^2} \cdot \frac{k}{\delta^2} = k \frac{d^2}{\delta^2}.$$

16. Moeller, Zeitschrift für Instrumentenkunde 1925 (22) S. 384:

$$H = k \cdot d.$$

Zusammenstellung der Formeln.

	1.	2.	3.	4.	5.
$H =$	$\frac{c}{V^2}$	d^2	$\frac{d^2}{\delta^2}$	$k \cdot d^2$	$k \cdot d$
	Weitbrecht	Adamczyk Lüdemann	Vogler Jordan Uhlich Czapski Herz Doležal Hammer Näbauer Hardke	Krüss König Wandhoff	Moeller

Die angeführten 16 Formeln lassen sich also auf fünf verschiedene Formeln zurückführen, die alle mehr oder weniger die Lichtstärke, nicht aber die Helligkeit eines Fernrohres zum Ausdruck bringen.

c) In der übrigen Literatur — bei Weisbach (30, 31), Hartner (9), Borchers (3), Brathuhn (4), Galle (6) und Hohenner (13) — finden sich nur allgemeine Hinweise oder überhaupt keine Angaben über die Helligkeit bzw. die Lichtstärke.

Formel 1 sagt nur aus, daß die Lichtstärke umgekehrt proportional dem Quadrate der Vergrößerung ist. Dies trifft zwar zu, aber die übrigen Faktoren, die die Lichtstärke beeinflussen, also der Durchlässigkeitsfaktor und die Größe der Eintrittspupille werden nicht berücksichtigt. In der von Weitbrecht angegebenen Konstante c können die beiden letztgenannten Einflüsse nicht enthalten sein, da sie nicht konstant, sondern für jedes Fernrohr verschieden sind. Über die Größe der Konstante c gibt Weitbrecht keinen Aufschluß.

Die Tabelle zeigt, daß die meisten Autoren die Helligkeit dem Quadrate der Austrittspupille proportional setzen, wobei sie das als Helligkeit bezeichnen, was hier Lichtstärke genannt wird. Lüdemann (20 S. 593) nennt diesen Ausdruck „relative Helligkeit", König (18 S. 10) bezeichnet ihn als „relative Lichtstärke". Gegenüber Formel 1 hat Formel 2 den Vorzug, daß in ihr die Größe der Eintrittspupille berücksichtigt ist; bekanntlich ist $d = \frac{D}{V}$. Es fehlt aber noch der wesentliche Einfluß des Durchlässigkeitsfaktors.

Krüss und nach ihm König haben diesem Umstand zuerst Rechnung getragen. Während aber Krüss den Ausdruck $k \cdot d^2$ noch als „Helligkeit" bezeichnet, nennt ihn König zum ersten Male „absolute Lichtstärke".

Die Lichtstärke eines Fernrohres hängt ab von der Größe seiner Eintrittspupille; denn je größer diese ist, um so mehr Licht kann in das Fernrohr eintreten. Sie ist

also proportional D^2. Anderseits verteilt sich die Lichtmenge auf ein V-fach linear vergrößertes Bild, so daß sie mit dem Quadrate der Vergrößerung abnimmt. Wir erhalten also $\frac{D^2}{V^2} = d^2$. Die Lichtstärke ist mithin proportional der Fläche und nicht wie Moeller (22 S. 384) angibt, dem Durchmesser der Austrittspupille. Weiterhin hängt die Lichtstärke von dem Durchlässigkeitsfaktor k ab. Dieser gibt das Verhältnis an zwischen den Lichtmengen, die in der Austrittspupille und in der Eintrittspupille enthalten sind. Bezeichnet h_0 die Flächenhelligkeit in der Eintrittspupille, so erhalten wir:

$$k = \frac{d^2 \cdot \pi}{4} \cdot h_r : \frac{D^2 \cdot \pi}{4} \cdot h_0 = \frac{d^2}{D^2} \cdot \frac{h_r}{h_0} = \frac{h_r}{V^2} \cdot \frac{1}{h_0}.$$

Man kann nun relative Werte für h_r auf photometrischem Wege für verschiedene Fernrohre ermitteln, wenn man diese so untersucht, daß h_0 für alle Fernrohre konstant ist. Man erhält dann:

$$k_1 : k_2 : k_3 = \frac{h_{r1}}{V_1^2} : \frac{h_{r2}}{V_2^2} : \frac{h_{r3}}{V_3^2},$$

so daß also für verschiedene Fernrohre das Verhältnis

$$k_1 : k_2 : k_3$$

als bekannt angesehen werden kann, wenn auch nicht die Werte $k_1, k_2, k_3 \ldots$ selbst auf diese Weise bestimmt werden.

Sind nun die Verhältnisse der Durchlässigkeitsfaktoren der einzelnen Fernrohre ermittelt, so ergibt sich für die Lichtstärken der Fernrohre die Formel:

$$L_1 : L_2 : L_3 = d_1^2 \cdot k_1 : d_2^2 \cdot k_2 : d_3^2 \cdot k_3.$$

Es wird also nur das Verhältnis der Lichtstärken und nicht ihr absoluter Wert bestimmt.

Auf Grund dieser Definition, die für jedes Fernrohr einen konstanten Wert liefert, ist die nachstehende Untersuchung der Fernrohre erfolgt.

II. Bestimmung der Lichtstärken.

a. Zur Durchführung der Versuche wurde die in der Meßkammer des Markscheide-Instituts der Technischen Hochschule Aachen befindliche 4 m lange optische Bank benutzt. Als Lichtquellen dienten zwei gleich helle elektrische Lampen, die durch Vorschalten von dünnen Milchglasscheiben ein einigermaßen gleichartiges Licht ergaben. Die eine Lampe (S) (s. Fig. S. 362) belichtete das Objektiv des zu untersuchenden Fernrohres, die andere (T) wurde benutzt, um in einem Lummer-Brodhunschen Photometer gleiche Helligkeit zu erzeugen. Zur Kontrolle des genauen zentrischen Verlaufes der Lichtstrahlen, der von wesentlichem Einfluß auf die Untersuchungen ist, insofern bei schiefem Verlauf der Lichtstrahlenbündel ein erheblicher Teil des Lichtes durch Absorption an den Rohrwänden verloren gehen kann, stand eine Reihe Stative zum Einsetzen von Blenden und Linsen zur Verfügung. Die Bestimmung der Austrittspupillendurchmesser erfolgte mit Hilfe einer Metallscheibe, in deren Mitte sich eine Glastafel mit einer $^1/_2$ mm-Teilung befand. Die Austrittspupillen erschienen als helle Scheibchen auf der Mattscheibe, und ihre Durchmesser wurden an der Teilung abgelesen. Die von der Vergleichslampe seitlich in den Raum austretenden Lichtstrahlen wurden durch eine Röhrentour abgeblendet, die sich teleskopartig ineinander schieben ließ. Bei den ersten Versuchen bestand die Röhrentour aus blankem Messing-

blech. Das Verschieben der Rohre gegeneinander bei konstantem Abstand der Vergleichslampe vom Photometer erzeugte in letzterem verschiedene Helligkeiten. Ein Berußen der Rohre, sowie ein Streichen mit verschiedenen matten Lacken und Farben hatte keinen Erfolg. Auch der Umstand, daß der Durchmesser der Rohre zum Photometer hin nicht zunahm, sondern einzelne Rohre mit kleinerem Durchmesser sich nur nach der Lichtquelle (T) hin ineinanderschieben ließen, so daß die Lichtstrahlen auf das stumpfe Ende dieser Rohre trafen, wirkte bei größerem Ineinanderschieben der Rohre ungünstig auf die Helligkeit ein. Selbst ein einfaches Umdrehen der Rohre um ihre horizontale Längsachse übte einen Einfluß auf die Helligkeit aus. Aus diesen Gründen waren die beim Hauptversuch benutzten Rohre mit einem besonders angesetzten Ölmattlack gestrichen, der sich bei der durchgeführten Untersuchung bewährt hat[1]). Die Durchmesser der Rohre nahmen von der linken Lampe (T) zum Photometer hin zu, so daß der Lichtstrahl nicht gegen ein stumpfes Rohrende stoßen konnte. Durch Verschieben der linken Lampe (T) mit einem 35 cm langen Rohransatz ließen sich im Photometer verschiedene Helligkeitsabstufungen erzeugen. Die Reihenfolge der bei jedem Fernrohr benutzten Rohre wurde aufgezeichnet und ihre gegenseitige Stellung markiert, so daß eine Drehung der Rohre um ihre Achse beim Einstellen nicht stattfinden konnte.

Vor der Untersuchung war jedes Fernrohr durch Anzielen eines entfernten Zieles auf Unendlich eingestellt worden. Bei jedem Versuch lag das zu untersuchende Fernrohr auf zwei gabelförmigen Haltern in horizontaler Lage. Der zentrische Verlauf des Strahlenganges wurde mittels Blenden und Schirmen geprüft. Die Untersuchung jedes Fernrohres erfolgte auf zweifache Weise. Das Photometer wurde so weit von der Austrittspupille des Fernrohres aufgestellt, daß bei dem einen Versuch der Durchmesser des Bildchens auf dem Photometerschirm 20 mm, bei dem anderen Versuch 24 mm betrug. Mittels Drehung um seine wagerechte Achse wurde das Photometer in zwei Lagen benutzt, so daß sich also für den Abstand (b) des Photometers von der Vergleichslampe (T) im ganzen vier Werte ergaben. Als Photometer diente ein Lummer-Brodhunscher Photometerwürfel der Firma Krüss in Hamburg, der mit den beiden Lampen auf gleiche Höhe über der Bank eingestellt war. Zur Kontrolle wurden nach Herausnahme der Photometerlupe die durch die beiderseits vorgeschalteten Blenden entworfenen Halbschatten beobachtet und die Zentrierung solange verbessert, bis die beiden Schattenbilder sich zu einem Bilde ergänzt hatten. Trotz sorgfältigster Zentrierung wichen die Einstellungen in beiden Photometerlagen etwas voneinander ab. Diese Unterschiede können durch Ungleichheit der beiden Schirmseiten oder der Spiegel oder auch durch den Photometerwürfel selbst bedingt sein. Sie wuchsen bis auf $3\,^0/_0$ an. Da das menschliche Auge in der Regel nicht imstande ist, Intensitätsunterschiede, die unter $\frac{1}{100}$ der Gesamtintensität liegen, wahrzunehmen, ist es indessen sowieso nicht möglich, eine Messung mit mehr als $1\,^0/_0$ Genauigkeit auszuführen, so daß der Schaden nicht beträchtlich ist.

Die Einstellung der einzelnen Instrumente, die mit besonderen Marken versehen waren, konnte an der Einteilung der optischen Bank abgelesen werden. War die Vergleichslampe (T) so lange verschoben worden, bis gleiche Helligkeit im Photometer erzeugt war, so wurde aus diesem Wert, sowie aus den Mittelwerten für innen hell

---

[1]) Nachstehend die Zusammensetzung dieses Lackes: Sandarac 36 g, Mastix 8 g, abs. Alkohol 10 ccm, Äther 380 ccm. Dieses löst man und setzt dann zu: Benzol 180 ccm sowie fettlösliches Nigrosin 25 g/l zum Schwarzfärben.

bzw. außen dunkel und für innen dunkel bzw. außen hell die mittlere Einstellung der Vergleichslampe (T), bei der gleiche Helligkeit im Photometer herrschte, ermittelt. Die Beobachtungen im Photometer waren, wenn auch nur wenig, so doch immerhin bemerkbar beeinträchtigt durch geringe Farbenunterschiede und durch ungleiche Helligkeit in ein- und demselben Photometerfeld, also in dem äußeren Ring bzw. in dem inneren ovalen Raum, die sich trotz sorgfältiger Zentrierung zuweilen nicht beseitigen ließ.

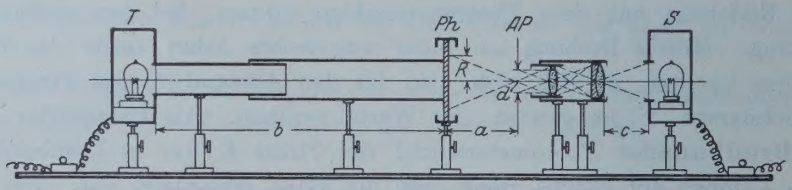
Nach Durchführung mehrerer Vorversuche, die immer wieder Verbesserungen bezüglich der Anordnung des Versuches, der genauen Zentrierung und scharfen Einstellung der Instrumente und vor allem bezüglich der Beschaffenheit der Rohre notwendig machten, wurden schließlich in der Hauptuntersuchung bei 3000 Beobachtungen folgende Zahlenwerte ermittelt.

b) Untersucht wurden 6 Fernrohre folgender Firmen:

1. Breithaupt in Kassel (Bussole 4308),
2. Fennel in Kassel (Theod. 231),
3. Hildebrand in Freiberg i. Sa. (Theod. 2626),
4. Sickler in Karlsruhe (Theod. 271) und
5. und 6. Zeiss in Jena (Niv. 97, Theod. 18545).

1.—4. waren astronomische Fernrohre mit Ramsdenschen Okularen, 5. und 6. dagegen mit Zwischenlinse ausgerüstet.

Die Fernrohre 1.—5. wurden in der Weise untersucht, daß von den Austrittspupillen der einzelnen Fernrohre ein gleich großes Bild auf dem Photometerschirm



entworfen und mittels der linken Vergleichslampe (T) gleiche Helligkeit im Photometer erzeugt wurde. Infolgedessen wurden die in den Austrittspupillen der Fernrohre enthaltenen Lichtmengen miteinander verglichen. Es bezeichne:

$R, \frac{d}{2}$ = die Radien des Bildes auf dem Photometerschirm, bzw. der Austrittspupille (A. P.),

G, g = die auf dem Photometerschirm, bzw. in der Austrittspupille enthaltenen Lichtmengen,

b = Abstand der Vergleichslampe (T) vom Photometer (Ph.),

h_p, h_r = Flächenhelligkeiten auf dem Photometerschirm bzw. in der Austrittspupille.

Jedes Fernrohr wurde zweimal untersucht und zwar war:

I. $R = 10$ mm,

II. $R = 12$ mm.

Der Gang der Rechnung entwickelt sich wie folgt:

Die Lichtmengen auf dem Photometerschirm verhalten sich umgekehrt wie die

Quadrate der Abstände (b) der Vergleichslampe vom Photometer. Der Index 1, 2 bezeichnet das Fernrohr 1 bzw. 2.

$$G_2 = \frac{b_1^2}{b_2^2} \cdot G_1.$$

Die Flächenhelligkeit h_p auf dem Photometerschirm ist dann:

$$h_p = \frac{G}{R^2 \cdot \pi},$$

da R der Radius des Photometerbildes ist.

Die Lichtmengen auf dem Photometerschirm (G) und in den Austrittspupillen (g) sind einander gleich.

$$G = g.$$

Anderseits sind die Lichtmengen gleich dem Produkt aus der Flächenhelligkeit und der Größe der Fläche, also

$$G = R^2 \cdot \pi \cdot h_p \qquad g = \frac{d^2}{4} \cdot \pi \cdot h_r,$$

daher auch:

$$R^2 \cdot \pi \cdot h_p = \frac{d^2}{4} \cdot \pi \cdot h_r,$$

folglich:

$$h_r = \frac{4 R^2}{d^2} \cdot h_p.$$

c) Es folge nun die Berechnung von h_r für die einzelnen Fernrohre.

1. Fernrohr.

I. Untersuchung, bei der der Radius R des Photometerbildes 10 mm betrug.

Durch unmittelbare Messung wurden gefunden:

Der Radius der Austrittspupille $\frac{d}{2} = 0{,}55$ mm.

Der Abstand der Vergleichslampe vom Photometer $b = 1420$ mm.

Der Abstand b hat sich im Mittel bei 315 Photometereinstellungen ergeben.

Die Flächenhelligkeit h_r der Austrittspupille des 1. Fernrohres wollen wir als eins annehmen, $h_r = 1$.

Die Lichtmenge der Austrittspupille beträgt:

$$g = \frac{d^2}{4} \cdot \pi \cdot h_r = 0{,}55^2 \cdot \pi \cdot 1 = 0{,}95.$$

Die Flächenhelligkeit des Photometerbildes ergibt sich zu:

$$h_p = h_r \cdot \frac{d^2}{4 R^2} = 1 \cdot \frac{0{,}55^2}{10^2} \cdot 0{,}003.$$

Zur Kontrolle berechnen wir noch die Lichtmenge G auf dem Photometerschirm, die sich ja gleich g ergeben muß.

$$G = R^2 \cdot \pi \cdot h_p = 10^2 \cdot \pi \cdot 0{,}003 = 314{,}16 \cdot 0{,}003 = 0{,}95.$$

Es ergibt sich also 0,95, wie wir oben für g festgestellt hatten.

Mithin erhalten wir die Werte:

$h_r = 1$ (Annahme) $\qquad h_p = 0{,}003$

$g = 0{,}95 \qquad G = 0{,}95.$

II. Untersuchung, bei der der Radius R des Photometerbildes 12 mm betrug.

Durch unmittelbare Messung wurden gefunden:

Der Radius der Austrittspupille $\frac{d}{2} = 0{,}55$ mm.

Der Abstand der Vergleichslampe vom Photometer: $b = 1622$ mm.

Der Abstand b hat sich im Mittel bei 253 Photometereinstellungen ergeben.

Die Flächenhelligkeit der Austrittspupille des 1. Fernrohres ist $h_r = 1$.

Die Lichtmenge der Austrittspupille beträgt wie oben unter I berechnet: $g = 0{,}95$.

Die Flächenhelligkeit des Photometerbildes ergibt sich aus:

$$h_p = \frac{d^2}{4R^2} \cdot h_r = \frac{0{,}55^2}{12^2} \cdot 1 = 0{,}0021$$

und infolgedessen die Lichtmenge G auf dem Photometerschirm (als Probe):

$$G = R^2 \cdot \pi \cdot h_p = 12^2 \cdot \pi \cdot 0{,}0021 = 0{,}95.$$

Mithin erhalten wir die Werte:

$h_r = 1$ (Annahme) $\quad h_p = 0{,}0021$

$g = 0{,}95 \quad G = 0{,}95.$

2. Fernrohr.

I. Untersuchung, bei der der Radius R des Photometerbildes 10 mm betrug.

Durch unmittelbare Messung wurden gefunden:

Der Abstand der Vergleichslampe vom Photometer: $b = 1062$ mm.

Der Abstand b hat sich im Mittel bei 274 Photometereinstellungen ergeben.

Der Radius der Austrittspupille $\frac{d}{2} = 0{,}85$ mm.

Index 1 bzw. 2 bedeutet wieder Fernrohr 1 bzw. 2.

Die Lichtmenge auf dem Photometerschirm beträgt:

$$G_2 = \frac{b_1^2}{b_2^2} \cdot G_1 = \frac{1420^2}{1062^2} \cdot 0{,}95 = 1{,}7.$$

Hieraus folgt die Flächenhelligkeit zu:

$$h_p = \frac{G}{R^2 \cdot \pi} = \frac{1{,}7}{314{,}16} = 0{,}0054.$$

Die Flächenhelligkeit der Austrittspupille ergibt sich aus:

$$h_r = \frac{4R^2}{d^2} \cdot h_p = \frac{10^2}{0{,}85^2} \cdot 0{,}0054 = 0{,}74.$$

Mithin ist die Lichtmenge in der Austrittspupille:

$$g = h_r \cdot \frac{d^2}{4} \cdot \pi = 0{,}74 \cdot 0{,}85^2 \cdot \pi = 1{,}7.$$

Aus der Rechnung ergeben sich also folgende Werte:

$h_r = 0{,}74 \quad h_p = 0{,}0054$

$g = 1{,}7 \quad G = 1{,}7.$

II. Untersuchung, bei der der Radius R des Photometerbildes 12 mm betrug.

Durch unmittelbare Messung wurden gefunden:

Der Abstand der Vergleichslampe vom Photometer: $b = 1217$ mm.

Der Abstand b hat sich im Mittel bei 252 Photometereinstellungen ergeben.

Der Radius der Austrittspupille $\frac{d}{2} = 0{,}85$ mm.

Index 1 bzw. 2 bezeichnet wieder 1 bzw. 2. Fernrohr.

Die Lichtmenge auf dem Photometerschirm beträgt:

$$G_2 = \frac{b_1^2}{b_2^2} \cdot G_1 = \frac{1622^2}{1217^2} \cdot 0{,}95 = 1{,}7.$$

Hieraus folgt die Flächenhelligkeit zu:

$$h_p = \frac{G}{R^2 \cdot \pi} = \frac{1{,}7}{452{,}39} = 0{,}0037.$$

Die Flächenhelligkeit der Austrittspupille ergibt sich aus:

$$h_r = \frac{4R^2}{d^2} \cdot h_p = \frac{12^2}{0{,}85^2} \cdot 0{,}0037 = 0{,}74.$$

Mithin ist die Lichtmenge in der Austrittspupille:

$$g = h_r \cdot \frac{d^2}{4} \cdot \pi = 0{,}74 \cdot 0{,}85^2 \cdot \pi = 1{,}7.$$

Aus der Rechnung ergeben sich also folgende Werte:

$$h_r = 0{,}74 \qquad h_p = 0{,}0037$$
$$g = 1{,}7 \qquad G = 1{,}7.$$

3. Fernrohr.

I. Untersuchung, bei der der Radius R des Photometerbildes 10 mm betrug.

Durch unmittelbare Messung wurden gefunden:

Der Abstand der Vergleichslampe vom Photometer: $b = 1214$ mm.

Der Abstand b hat sich im Mittel bei 247 Photometereinstellungen ergeben.

Der Radius der Austrittspupille $\frac{d}{2} = 0{,}7$ mm.

Index 1 bzw. 3 bezeichnet wieder 1. bzw. 3. Fernrohr.

Die Lichtmenge auf dem Photometerschirm beträgt:

$$G_3 = \frac{b_1^2}{b_3^2} \cdot G_1 = \frac{1420^2}{1214^2} \cdot 0{,}95 = 1{,}3.$$

Hieraus folgt die Flächenhelligkeit zu:

$$h_p = \frac{G}{R^2 \cdot \pi} = \frac{1{,}3}{314{,}16} = 0{,}0041.$$

Die Flächenhelligkeit der Austrittspupille ergibt sich aus:

$$h_r = \frac{4R^2}{d^2} \cdot h_p = \frac{10^2}{0{,}7^2} \cdot 0{,}0041 = 0{,}85.$$

Mithin ist die Lichtmenge in der Austrittspupille:

$$g = h_r \cdot \frac{d^2}{4} \cdot \pi = 0{,}85 \cdot 0{,}7^2 \cdot \pi = 1{,}3.$$

Aus der Rechnung ergeben sich also folgende Werte:

$$h_r = 0{,}85 \qquad h_p = 0{,}0041$$
$$g = 1{,}3 \qquad G = 1{,}3.$$

II. Untersuchung, bei der der Radius R des Photometerbildes 12 mm betrug.

Durch unmittelbare Messung wurden gefunden:

Der Abstand der Vergleichslampe vom Photometer: $b = 1387$ mm.

Der Abstand b hat sich im Mittel bei 264 Photometereinstellungen ergeben.

Der Radius der Austrittspupille $\frac{d}{2} = 0{,}7$ mm.

Index 1 bzw. 3 bezeichnet wieder 1. bzw. 3. Fernrohr.

Die Lichtmenge auf dem Photometerschirm beträgt:

$$G_3 = \frac{b_1^2}{b_3^2} \cdot G_1 = \frac{1622^2}{1387^2} \cdot 0{,}95 = 1{,}3.$$

Hieraus folgt die Flächenhelligkeit zu:

$$h_p = \frac{G}{R^2 \cdot \pi} = \frac{1{,}3}{452{,}39} = 0{,}0029.$$

Die Flächenhelligkeit der Austrittspupille ergibt sich aus:

$$h_r = \frac{4R^2}{d^2} \cdot h_p = \frac{12^2}{0{,}7^2} \cdot 0{,}0029 = 0{,}85.$$

Mithin ist die Lichtmenge in der Austrittspupille:

$$g = h_r \cdot \frac{d^2 \cdot \pi}{4} = 0{,}85 \cdot 0{,}7^2 \cdot \pi = 1{,}3.$$

Aus der Rechnung ergeben sich also folgende Werte:

$$h_r = 0{,}85 \qquad h_p = 0{,}0029$$
$$g = 1{,}3 \qquad G = 1{,}3.$$

4. Fernrohr.

I. Untersuchung, bei der der Radius R des Photometerbildes 10 mm betrug.

Durch unmittelbare Messung wurden gefunden:

Der Abstand der Vergleichslampe vom Photometer: $b = 1130$ mm.

Der Abstand b hat sich im Mittel bei 278 Photometereinstellungen ergeben.

Der Radius der Austrittspupille $\frac{d}{2} = 0{,}75$ mm.

Index 1 bzw. 4 bezeichnet wieder 1. bzw. 4. Fernrohr.

Die Lichtmenge auf dem Photometerschirm beträgt:

$$G_4 = \frac{b_1^2}{b_4^2} \cdot G_1 = \frac{1420^2}{1130^2} \cdot 0{,}95 = 1{,}5.$$

Hieraus folgt die Flächenhelligkeit zu:

$$h_p = \frac{G}{R^2 \cdot \pi} = \frac{1{,}5}{314{,}16} = 0{,}0048.$$

Die Flächenhelligkeit der Austrittspupille ergibt sich aus:

$$h_r = \frac{4R^2}{d^2} \cdot h_p = \frac{10^2}{0{,}75^2} \cdot 0{,}0048 = 0{,}85.$$

Mithin ist die Lichtmenge in der Austrittspupille:

$$g = h_r \cdot \frac{d^2 \cdot \pi}{4} = 0{,}85 \cdot 0{,}75^2 \cdot \pi = 1{,}5.$$

Aus der Rechnung ergeben sich also folgende Werte:

$$h_r = 0{,}85 \qquad h_p = 0{,}0048$$
$$g = 1{,}5 \qquad G = 1{,}5.$$

II. Untersuchung, bei der der Radius R des Photometerbildes 12 mm betrug.

Durch unmittelbare Messung wurden gefunden:

Der Abstand der Vergleichslampe vom Photometer: $b = 1298$ mm.

Der Abstand b hat sich im Mlttel bei 210 Photometereinstellungen ergeben.

Der Radius der Austrittspupille $\frac{d}{2} = 0{,}75$ mm.

Index 1 bzw. 4 bezeichnet wieder 1. bzw. 4. Fernrohr.

Die Lichtmenge auf dem Photometerschirm beträgt:

$$G_4 = \frac{b_1^2}{b_4^2} \cdot G_1 = \frac{1622^2}{1291^2} \cdot 0{,}95 = 1{,}5.$$

Hieraus folgt die Flächenhelligkeit zu:

$$h_p = \frac{G}{R^2 \cdot \pi} = \frac{1{,}5}{452{,}39} = 0{,}0033.$$

Die Flächenhelligkeit der Austrittspupille ergibt sich aus:

$$h_r = \frac{4R^2}{d^2} \cdot h_p = \frac{12^2}{0{,}75^2} \cdot 0{,}0033 = 0{,}85.$$

Mithin ist die Lichtmenge in der Austrittspupille:

$$G = h_r \cdot \frac{d^2 \cdot \pi}{4} = 0{,}85 \cdot 0{,}75^2 \cdot \pi = 1{,}5.$$

Aus der Berechnung ergeben sich also folgende Werte:

$$h_r = 0{,}85 \qquad h_p = 0{,}0033$$
$$g = 1{,}5 \qquad G = 1{,}5.$$

5. Fernrohr.

I. Untersuchung, bei der der Radius R des Photometerbildes 10 mm betrug.

Durch mittelbare Messung wurden gefunden:

Der Abstand der Vergleichslampe vom Photometer: $b = 858$ mm.

Der Abstand b hat sich im Mittel bei 148 Photometereinstellungen ergeben.

Der Radius der Austrittspupille $\frac{d}{2} = 0{,}75$ mm.

Index 1 bzw. 5 bezeichnet wieder 1. bzw. 5. Fernrohr.

Die Lichtmenge auf dem Photometerschirm beträgt:

$$G_5 = \frac{b_1^2}{b_5^2} \cdot G_1 = \frac{1420^2}{858^2} \cdot 0{,}95 = 2{,}6.$$

Hieraus folgt die Flächenhelligkeit zu:

$$h_p = \frac{G}{R^2 \cdot \pi} = \frac{2{,}6}{314{,}16} = 0{,}0083.$$

Die Flächenhelligkeit der Austrittspupille ergibt sich aus:

$$h_r = \frac{4R^2}{d^2} \cdot h_p = \frac{10^2}{0{,}75^2} \cdot 0{,}0083 = 1{,}48.$$

Mithin ist die Lichtmenge in der Austrittspupille:

$$g = h_r \cdot \frac{d^2 \cdot \pi}{4} = 1{,}48 \cdot 0{,}75^2 \cdot \pi = 2{,}6.$$

Aus der Rechnung ergeben sich also folgende Werte:

$$h_r = 1{,}48 \qquad h_p = 0{,}0083$$
$$g = 2{,}6 \qquad G = 2{,}6.$$

II. Untersuchung, bei der der Radius R des Photometerbildes 12 mm betrug.

Durch unmittelbare Messung wurden gefunden:

Der Abstand der Vergleichslampe vom Photometer: $b = 975$ mm.

Der Abstand b hat sich im Mittel bei 132 Photometereinstellungen ergeben.

Der Radius der Austrittspupille $\frac{d}{2} = 0{,}75$ mm.

Index 1 bzw. 5 bezeichnet wieder 1. bzw. 5. Fernrohr.

Die Lichtmenge auf dem Photometerschirm beträgt:

$$G_5 = \frac{b_1^2}{b_5^2} \cdot G_1 = \frac{1622^2}{975^2} \cdot 0{,}95 = 2{,}6.$$

Hieraus folgt die Flächenhelligkeit zu:

$$h_p = \frac{G}{R^2 \cdot \pi} = \frac{2{,}6}{452{,}39} = 0{,}0058.$$

Die Flächenhelligkeit der Austrittspupille ergibt sich aus:

$$h_r = \frac{4R^2}{d^2} \cdot h_p = \frac{12^2}{0{,}75^2} \cdot 0{,}0058 = 1{,}48.$$

Mithin ist die Lichtmenge in der Austrittspupille:

$$g = h_r \cdot \frac{d^2 \cdot \pi}{4} = 1{,}48 \cdot 0{,}75^2 \cdot \pi = 2{,}6.$$

Aus der Rechnung ergeben sich also folgende Werte:

$$h_r = 1{,}48 \qquad h_p = 0{,}0058$$
$$g = 2{,}6 \qquad G = 2{,}6.$$

Fernrohr 6 konnte nicht in gleicher Weise wie die anderen Fernrohre untersucht werden; um nämlich auf dem Photometerschirm ein Bild vom Radius $R = 10$ bzw. 12 mm zu erzeugen, war ein Abstand a der Austrittspupille des Fernrohres vom Photometerschirm erforderlich, der kleiner war als die halbe Breite des Photometergehäuses, so daß das Fernrohr nicht bis zum Abstande a dem Photometerschirm genähert werden konnte. Es wurden daher die beiden Fernrohre 5 und 6 in größerem aber gleichem Abstand a vom Photometerschirm miteinander verglichen. Infolgedessen wurden in diesem Falle die Flächenhelligkeiten, nicht aber, wie vorhin, die Gesamtlichtmengen miteinander verglichen.

III. Untersuchung, bei der der Abstand *(a)* der Austrittspupille vom Photometer 31 mm betrug.

Durch unmittelbare Messung wurden gefunden:

Der Radius R des Photometerbildes: $R = 12{,}5$ mm.

Der Abstand der Vergleichslampe vom Photometer: $b = 955$ mm.

Der Abstand b hat sich im Mittel bei 175 Photometereinstellungen ergeben.

Der Radius der Austrittspupille $\frac{d}{2} = 0{,}75$ mm.

Flächenhelligkeit der Austrittspupille $h_r = 1{,}48$ (nach der vorhergehenden Berechnung).

Die Gesamtlichtmenge der Austrittspupille ist also wieder:

$$g = h_r \cdot \frac{d^2}{4} \cdot \pi = 2{,}6.$$

Die Flächenhelligkeit des Photometerbildes ergibt sich aus:

$$h_p = \frac{d^2}{4R^2} \cdot h_r = \frac{0{,}75^2}{12{,}5^2} \cdot 1{,}48 = 0{,}0054.$$

Mithin ist die Lichtmenge des Photometerbildes:

$$G = h_p \cdot R^2 \cdot \pi = 0{,}0054 \cdot 12{,}5^2 \cdot \pi = 2{,}6.$$

Aus der Berechnung ergeben sich also folgende Werte:

$$h_r = 1{,}48 \qquad h_p = 0{,}0054$$
$$g = 2{,}6 \qquad G = 2{,}6.$$

IV. Untersuchung, bei der der Abstand *(a)* der Austrittspupille vom Photometer 36 mm betrug.

Durch unmittelbare Messung wurden gefunden:

Der Radius des Photometerbildes: $R = 14{,}5$ mm.

Der Abstand der Vergleichslampe vom Photometer: $b = 1111$ mm.

Der Abstand b hat sich im Mittel bei 154 Photometereinstellungen ergeben.

Der Radius der Austrittspupille $\frac{d}{2} = 0{,}75$ mm.

Flächenhelligkeit der Austrittspupille $h_r = 1{,}48$ (nach der vorhergehenden Berechnung).

Die Gesamtlichtmenge der Austrittspupille ist also wieder:

$$g = h_r \cdot \frac{d^2}{4} \cdot \pi = 2{,}6.$$

Die Flächenhelligkeit des Photometerbildes ergibt sich aus:

$$h_p = \frac{d^2}{4R^2} \cdot h_r = \frac{0{,}75^2}{14{,}5^2} \cdot 1{,}48 = 0{,}004.$$

Mithin ist die Lichtmenge des Photometerbildes:

$$G = h_p \cdot R^2 \cdot \pi = 0{,}004 \cdot 14{,}5^2 \cdot \pi = 2{,}6.$$

Aus der Berechnung ergeben sich also folgende Werte:

$$h_r = 1{,}48 \qquad h_p = 0{,}004$$
$$g = 2{,}6 \qquad G = 2{,}6.$$

6. Fernrohr.

I. Untersuchung, bei der der Abstand *(a)* der Austrittspupille vom Photometer 31 mm betrug.

Durch unmittelbare Messung wurden gefunden:

Der Radius des Photometerbildes: $R = 15{,}1$ mm.

Der Abstand der Vergleichslampe vom Photometer: $b = 720$ mm.

Der Abstand b hat sich im Mittel bei 163 Photometereinstellungen ergeben.

Der Radius der Austrittspupille $\frac{d}{2} = 1{,}0$ mm.

Index 5 und 6 bezeichnet wieder 5. bzw. 6. Fernrohr.

Die Flächenhelligkeit des Photometerbildes folgt aus:

$$h_{p6} = \frac{b_5^2}{b_6^2} \cdot h_{p5} = \frac{955^2}{720^2} \cdot 0{,}0054 = 0{,}0095.$$

Also beträgt die Lichtmenge auf dem Photometerschirm:

$$G = h_p \cdot R^2 \cdot \pi = 0{,}0095 \cdot 15{,}1^2 \cdot \pi = 6{,}8.$$

Die Flächenhelligkeit der Austrittspupille ergibt sich aus:

$$h_r = \frac{4R^2}{d^2} \cdot h_p = \frac{15{,}1^2}{1^2} \cdot 0{,}0095 = 2{,}17.$$

Die Lichtmenge der Austrittspupille ist also:

$$g = h_r \cdot \frac{d^2}{4} \cdot \pi = 2{,}17 \cdot 1^2 \cdot \pi = 6{,}8.$$

Aus der Berechnung ergeben sich folgende Werte:

$$h_r = 2{,}17 \qquad h_p = 0{,}0095$$
$$g = 6{,}8 \qquad G = 6{,}8.$$

II. Untersuchung, bei der der Abstand *(a)* der Austrittspupille vom Photometer 36 mm betrug.

Durch unmittelbare Messung wurden gefunden:
Der Radius des Photometerbildes: $R = 17{,}5$ mm.
Der Abstand der Vergleichslampe vom Photometer: $b = 835$ mm.
Der Abstand b hat sich im Mittel bei 182 Photometereinstellungen ergeben.
Der Radius der Austrittspupille: $r = 1{,}0$ mm.
Index 5 bzw. 6 bezeichnet wieder 5. bzw. 6. Fernrohr.

Die Flächenhelligkeit des Photometerbildes folgt aus:

$$h_p = \frac{b_5^2}{b_6^2} \cdot h_{p5} = \frac{1111^2}{835^2} \cdot 0{,}004 = 0{,}0071.$$

Also beträgt die Lichtmenge auf dem Photometerschirm:

$$G = h_p \cdot R^2 \cdot \pi = 0{,}0071 \cdot 17{,}5^2 \cdot \pi = 6{,}8.$$

Die Flächenhelligkeit der Austrittspupille ergibt sich aus:

$$h_r = \frac{4R^2}{d^2} \cdot h_p = \frac{17{,}5^2}{1^2} \cdot 0{,}0071 = 2{,}17.$$

Die Lichtmenge der Austrittspupille ist also:

$$g = h_r \cdot \frac{d^2}{4} \cdot \pi = 2{,}17 \cdot 1^2 \cdot \pi = 6{,}8.$$

Aus der Berechnung ergeben sich folgende Werte:

$$h_r = 2{,}17 \qquad h_p = 0{,}0071$$
$$g = 6{,}8 \qquad G = 6{,}8.$$

Die Werte für h_r, die wir ermittelt haben unter Zugrundelegung des angenommenen Wertes 1 für h_{r1} seien hier nun zusammengestellt und daneben einige Fernrohrkonstanten, die wir brauchen.

Nr	h_r	V	V^2	$\frac{h_r}{V^2} = c \cdot k$	d	$\frac{d^2 \cdot \pi}{4}$	$\frac{d^2 \cdot \pi}{4} \cdot c \cdot k = c_1 L$ [1]
1	1	17,4	303	0,00330	1,1	0,95	0,00313
2	0,74	14,1	199	0,00372	1,7	2,27	0,00844
3	0,85	17,3	299	0,00284	1,4	1,54	0,00437
4	0,85	17,0	289	0,00294	1,5	1,77	0,00520
5	1,48	17,4	303	0,00488	1,5	1,77	0,00864
6	2,17	27,9	778	0,00279	2,0	3,14	0,00876

Wir haben mithin für die Durchlässigkeitsfaktoren $k_1, \ldots k_6$ gefunden:

$$k_1 : k_2 : \ldots : k_6 = 330 : 372 : 284 : 294 : 488 : 279$$

und für die absoluten Lichtstärken haben wir die Verhältniszahlen:

$$L_1 : L_2 : \ldots : L_6 = 313 : 844 : 437 : 520 : 864 : 876.$$

[1]) Es soll hier ausdrücklich hervorgehoben werden, daß es ein Unrecht sein würde, wollte jemand etwa aus den hier ermittelten Lichtstärke-Verhältnissen einen Schluß auf die Leistungsfähigkeit der betreffenden Firmen ziehen. Offenbar würde das nur in dem Falle möglich sein, wenn es sich um gleichartige Instrumente der verschiedenen Firmen handelte.

III. Bestimmung der mittleren Zielfehler m_z.

a) Zur Ermittlung der mittleren Zielfehler der einzelnen Fernrohre diente ein Legebrett, auf dem die Fernrohre nacheinander verlagert wurden. Zielmarke war ein auf einem weißen Karton mit schwarzer Tusche dünn ausgezogenes Kreuz, das von einer elektrischen Lampe gut beleuchtet wurde. Die Entfernung vom Fernrohr bis zum Ziel betrug etwa 10 m. Das Ziel wurde mit Hilfe der Stellschraube des Legebretts anvisiert und die erhaltene Einstellung abgelesen und notiert. Hierauf wurde durch eine beliebige Drehung der Stellschraube die Einstellung verändert und alsdann das Ziel abermals anvisiert. Auf diese Weise wurden für jedes Fernrohr 21 Ablesungen ermittelt und aus diesen der mittlere Zielfehler berechnet. Die Mittelwerte aus vier derartigen Berechnungen, also aus 84 Beobachtungen für ein Fernrohr ergaben schließlich folgende mittleren Zielfehler für die einzelnen Fernrohre:

b)
$$m_{z1} = \pm 2{,}4'', \qquad m_{z4} = \pm 2{,}4'',$$
$$m_{z2} = \pm 2{,}2'', \qquad m_{z5} = \pm 1{,}5'',$$
$$m_{z3} = \pm 2{,}4'', \qquad m_{z6} = \pm 1{,}4''.$$

Der Gang der Berechnung gestaltete sich wie folgt:

$\zeta_i =$ Ablesung am Legebrett. $(i = 1, \ldots 21)$.

ξ_1	$\delta_1 = \zeta - \zeta_1$	$\delta_1 \cdot \delta_1$
ζ_2	$\delta_2 = \zeta - \zeta_2$	$\delta_2 \cdot \delta_2$
ζ_3	$\delta_3 = \zeta - \zeta_3$	$\delta_3 \cdot \delta_3$
. . . . .		
. . . . .		
ζ_{21}	$\delta_{21} = \zeta - \zeta_{21}$	$\delta_{21} \cdot \delta_{21}$
$\zeta = \frac{[\zeta]_1^{21}}{21}$		$[\delta \cdot \delta]$

$$m_z = \pm \sqrt{\frac{[\delta\delta]}{n-1}} \cdot \mu,$$

wo $n = 21 =$ Anzahl der Beobachtungen ist und μ die Konstante des Legebretts bedeutet.

Denn, da die Ablesungen $\zeta_1 \ldots \zeta_{21}$ in Teilstrichen des Legebrettes erfolgte, muß der für m_z erhaltene Wert zwecks Umrechnung in Sekunden mit der Konstante μ des Legebrettes multipliziert werden. Diese Konstante wurde auf folgende Weise bestimmt.

Die Stellschraube besaß auf 20 mm Länge 74,5 Gänge; mithin ist die Ganghöhe

$$s = \frac{20}{74{,}5} = 0{,}2685 \text{ mm}.$$

Die Länge des Legebrettes war: $L = 455{,}9$ mm. α'' bezeichnet den Winkel, um den sich bei einer Schraubenumdrehung die Einstellung des Legebrettes ändert.

$$\alpha'' = \frac{s}{L} \cdot \varrho,$$

$$\alpha'' = \frac{0{,}2685 \cdot 206\,265}{455{,}9} = 121{,}3''.$$

Da die Teilung des Legebrettes 120 Teilstriche aufwies, entsprach eine Umdrehung um einen Teilstrich einem Winkel von:

$$\mu = 121{,}3 : 120 = 1{,}01''.$$

IV. Berechnung des Einflusses der Lichtstärke auf den mittleren Zielfehler.

a) In den vorhergehenden Abschnitten waren für die Lichtstärken, Vergrößerungen und Zielfehler folgende Werte für die einzelnen Fernrohre gefunden worden:

Lichtstärke	Vergrößerung	Zielfehler
$c_2 \cdot L_1 = 0{,}3$	$V_1 = 17{,}4$	$m_{z1} = \pm\, 2{,}4''$
$c_2 \cdot L_2 = 0{,}8$	$V_2 = 14{,}1$	$m_{z2} = \pm\, 2{,}2''$
$c_2 \cdot L_3 = 0{,}4$	$V_3 = 17{,}3$	$m_{z3} = \pm\, 2{,}4''$
$c_2 \cdot L_4 = 0{,}5$	$V_4 = 17{,}0$	$m_{z4} = \pm\, 2{,}4''$
$c_2 \cdot L_5 = 0{,}9$	$V_5 = 17{,}4$	$m_{z5} = \pm\, 1{,}5''$
$c_2 \cdot L_6 = 0{,}9$	$V_6 = 27{,}9$	$m_{z6} = \pm\, 1{,}4''$

wobei die Zahlen für die Lichtstärke aber nur Verhältniszahlen sind. Wir haben deshalb den Faktor c_2 hinzugesetzt, der eine Konstante bedeutet, deren Wert, wie wir sehen werden, für das Folgende ohne Bedeutung ist.

Es sei nun zwecks Feststellung des Einflusses der Lichtstärke zunächst versuchsweise gesetzt:

$$m_z = \frac{x}{V} + \frac{y}{c_2 \cdot L},$$

oder im Sinne der Methode der kleinsten Quadrate:

$$v_1 = -m_{z1} + \frac{x}{V_1} + \frac{y}{c_2 \cdot L_1} = +f_1 + a_1 \cdot x + b_1 \cdot y$$

$$v_2 = -m_{z2} + \frac{x}{V_2} + \frac{y}{c_2 \cdot L_2} = +f_2 + a_2 \cdot x + b_2 \cdot y$$

. . . . . .

. . . . . .

$$v_1 = -2{,}4 + \frac{x}{17{,}4} + \frac{y}{0{,}3} = +f_1 + a_1 \cdot x + b_1 \cdot y$$

$$v_2 = -2{,}2 + \frac{x}{14{,}1} + \frac{y}{0{,}8} = +f_2 + a_2 \cdot x + b_2 \cdot y$$

$$v_3 = -2{,}4 + \frac{x}{17{,}3} + \frac{y}{0{,}4} = +f_3 + a_3 \cdot x + b_3 \cdot y$$

$$v_4 = -2{,}4 + \frac{x}{17{,}0} + \frac{y}{0{,}5} = +f_4 + a_4 \cdot x + b_4 \cdot y$$

$$v_5 = -1{,}5 + \frac{x}{17{,}4} + \frac{y}{0{,}9} = +f_5 + a_5 \cdot x + b_5 \cdot y$$

$$v_6 = -1{,}4 + \frac{x}{27{,}9} + \frac{y}{0{,}9} = +f_6 + a_6 \cdot x + b_6 \cdot y$$

Dann erhalten wir für x und y:

$$0 = [a \cdot f] + [a \cdot a] \cdot x + [a \cdot b] \cdot y$$

$$0 = [b \cdot f] + [b \cdot a] \cdot x + [b \cdot b] \cdot y$$

$$x = \frac{-[a \cdot f] \cdot [b \cdot b] + [b \cdot f] \cdot [a \cdot b]}{[a \cdot a] \cdot [b \cdot b] - [a \cdot b] \cdot [a \cdot b]}$$

$$y = \frac{-[a \cdot a] \cdot [b \cdot f] + [a \cdot b] \cdot [a \cdot f]}{[a \cdot a] \cdot [b \cdot b] - [a \cdot b] \cdot [a \cdot b]}$$

Nr.	a	b	f	v	aa	ab	af	bb	bf	vv
1	0,0575	3,3333	− 2,40	+ 0,17	0,0033	0,1917	− 0,1409	11,1109	− 8,1666	0,0289
2	0,0709	1,2500	− 2,20	− 0,03	0,0050	0,0886	− 0,1560	1,5625	− 2,7500	0,0009
3	0,0578	2,5000	− 2,40	− 0,10	0,0033	0,1445	− 0,1399	6,2500	− 6,0500	0,0100
4	0,0588	2,0000	− 2,40	− 0,24	0,0035	0,1176	− 0,1411	4,0000	− 4,8000	0,0576
5	0,0575	1,1111	− 1,50	+ 0,296	0,0033	0,0639	− 0,0862	1,2345	− 1,6666	0,0876
6	0,0358	1,1111	− 1,40	− 0,13	0,0013	0,0398	− 0,0501	1,2345	− 1,5555	0,0169
[]	—	—	—	+ 47 − 50	0,0197	0,6461	− 0,7142	25,3924	− 24,9887	0,2019

Setzt man die in der Tabelle berechneten Werte in die obigen Gleichungen für x und y ein, so erhält man:

$$x = \frac{0{,}7142 \cdot 25{,}3924 - 24{,}9887 \cdot 0{,}6461}{0{,}0197 \cdot 25{,}3924 - 0{,}6461^2} = 24$$

$$y = \frac{0{,}0197 \cdot 24{,}9887 - 0{,}6461 \cdot 0{,}7142}{0{,}0197 \cdot 25{,}3924 - 0{,}6461^2} = 0{,}4\,.$$

Probe:

$$\begin{aligned} 0 &= [a \cdot f] + [a \cdot a] \cdot x + [a \cdot b] \cdot y \\ &= -0{,}7142 + 0{,}0197 \cdot 24 + 0{,}6461 \cdot 0{,}4 \\ &= -0{,}7142 + 0{,}7142 = 0 \\ 0 &= [b \cdot f] + [a \cdot b] \cdot x + [b \cdot b] \cdot y \\ &= -24{,}988 + 0{,}6461 \cdot 24 + 25{,}3924 \cdot 0{,}4 \\ &= -24{,}988 + 24{,}988 = 0\,. \end{aligned}$$

Berechnung von v und vv:

$$\begin{aligned} v_1 &= f_1 + a_1 \cdot x + b_1 \cdot y \\ &= -2{,}45 + 0{,}0575 \cdot 24 + 3{,}3333 \cdot 0{,}4 \\ &= +0{,}17 \qquad\qquad v_1 \cdot v_1 = 0{,}0289 \\ v_2 &= -2{,}2 + 0{,}0709 \cdot 24 + 1{,}25 \cdot 0{,}4 \\ &= -0{,}03 \qquad\qquad v_2 \cdot v_2 = 0{,}0009 \\ v_3 &= -2{,}42 + 0{,}0578 \cdot 24 + 2{,}5 \cdot 0{,}4 \\ &= -0{,}1 \qquad\qquad v_3 \cdot v_3 = 0{,}01 \\ v_4 &= -2{,}4 + 0{,}0588 \cdot 24 + 2 \cdot 0{,}4 \\ &= -0{,}24 \qquad\qquad v_4 \cdot v_4 = 0{,}0576 \\ v_5 &= -1{,}5 + 0{,}0575 \cdot 24 + 1{,}1111 \cdot 0{,}4 \\ &= -0{,}30 \qquad\qquad v_5 \cdot v_5 = 0{,}0876 \\ v_6 &= -1{,}4 + 0{,}0358 \cdot 24 + 1{,}1111 \cdot 0{,}4 \\ &= -0{,}13 \qquad\qquad v_6 \cdot v_6 = 0{,}0169 \\ &\qquad\qquad\qquad\qquad [vv] = 0{,}2019 \end{aligned}$$

Berechnung der mittleren Fehler m_x und m_y von x bzw. y.

$$m = \pm \sqrt{\frac{[vv]}{n-2}} = \pm \sqrt{\frac{0{,}2019}{4}} = \pm 0{,}22$$

(n = Anzahl der untersuchten Fernrohre).

$$\Delta = \frac{[aa] \cdot [bb] - [ab] \cdot [ab]}{[aa]} = \frac{0{,}0197 \cdot 25{,}3924 - 0{,}6461^2}{0{,}0197}$$

$$= 4{,}2023$$

$$\sqrt{\Delta} = \sqrt{4{,}2023} = 2{,}0502$$

$$\frac{1}{\sqrt{\Delta}} = \frac{1}{2{,}0502} = 0{,}4878$$

$$m_y = m \cdot \frac{1}{\sqrt{\Delta}}$$

$$= 0{,}22 \cdot 0{,}4878 = 0{,}1$$

$$m_x = m_y \cdot \sqrt{\frac{[b \cdot b]}{[a \cdot a]}}$$

$$= 0{,}1 \cdot \sqrt{\frac{25{,}3924}{0{,}0197}}$$

$$= 3{,}6\,.$$

Es wurden noch zwei weitere Ansätze in der gleichen Weise durchgerechnet. Die Ergebnisse sind in nachstehender Tabelle zusammengestellt:

	Ansatz	x	y	m_x		m_y	
				zahlenmäßig	in Prozent von x	zahlenmäßig	in Prozent von y
1.	$m_z = \frac{x}{V} + \frac{y}{c_2 L}$	24	0,4	3,6	15	0,1	25
2.	$m_z = \frac{x}{\sqrt{V}} + \frac{y}{\sqrt{L \cdot c_2}}$	3,3	1,0	2,2	66	0,38	40
3.	$m_z = \frac{x}{V^2} + \frac{y}{L^2 \cdot c_2^2}$	459	0,1	78	17	0,05	45

Die Tabelle zeigt, daß sich die geringsten mittleren Fehler m_x und m_y bei dem ersten Ansatz ergeben haben und somit lautet die Formel für den mittleren Zielfehler:

b) $$m_z = \frac{24}{V} + \frac{0{,}4}{c_2 \cdot L}\,.$$

Zusammenstellung der Endergebnisse.

Fernrohr Nr.	V	$c_2 \cdot L$	m_z beobachtet	m_z berechnet	Anteil von L an m_z $\frac{y}{c_2 \cdot L}$	Anteil von L an m_z %
6	27,9	0,9	1,4″	1,40″	0,41	29,5
5	17,4	0,9	1,5″	1,47″	0,29	19,9
2	14,1	0,8	2,2″	2,17″	0,47	21,4
4	17,0	0,5	2,4″	2,38″	0,96	40,5
3	17,3	0,4	2,4″	2,40″	1,20	50,5
1	17,4	0,3	2,4″	2,42″	1,24	51,4
					Durchschnitt:	35,5

c) Die letzte Spalte der vorstehenden Tabelle läßt den erheblichen Einfluß der Lichtstärke auf den mittleren Zielfehler deutlich erkennen. Mit Abnahme der Lichtstärke nimmt der Einfluß stark zu und er kann bei lichtschwachen Fernrohren über $50\,\%$ betragen, während er bei lichtstarken Fernrohren immerhin noch $20\,\%$ ausmacht. Bei den untersuchten sechs Fernrohren betrug der Anteil der Lichtstärke am mittleren Zielfehler im Durchschnitt $35\,\%$.

In der vermessungswissenschaftlichen Literatur habe ich bisher keine Angaben über die Beziehung zwischen dem mittleren Zielfehler und der Lichtstärke finden

können. Vielmehr bringen einige in der Literatur erwähnte Formeln, die im folgenden angeführt werden sollen, nur die Abhängigkeit des mittleren Zielfehlers von der Vergrößerung zum Ausdruck. Die Formeln lauten:

d) $$m_z = \pm \frac{x''}{V}, \qquad 1)$$

wobei x bei den einzelnen Autoren die nachstehenden verschiedenen Werte besitzt.

$x = 20 - 10$	Stampfer 1834 (25. S. 231)	$= 60 - 40$	Hammer 1911 (7. Bd. I S. 270)
$= 10$	Hartner 1856 (9. S. 102)		
$= 15$	v. Bauernfeind 1879 (2. Bd. I S. 110)	$= 30$	Klauser-Lahn 1912 (15. S. 20)
$= 50$	Vogler 1885 (28. Bd. I S. 81)	$= 8$	Näbauer 1915 (23. S. 90)
$= 8$	Wagner 1886 (29. S. 103)	$= 29$	Klempau 1923 (16. S. 317)
$= 20$	Adamczik 1901 (1. S. 58)	$= 40$	Wandhoff 1924 (17. S. 771)
$= 44 - 22$	Hohenner 1910 (13. S. 27)	$= 40$	Steinschläger 1925 (26. S. 450)
$= 30$	Hartner-Doležal 1910 (10. Bd. I S. 255)		

$$m_z = \pm \frac{x''}{\sqrt{V}}. \qquad 2)$$

$x = 7 - 5$ Noetzli 1915 (24)
$= 6$ Klempau 1923 (16. S. 317)
$= 8 - 6$ Lüdemann 1924 (21. S. 558).

Mit Rücksicht auf die Lichtstärke und den mittleren Zielfehler sind daher an ein Fernrohr folgende Bedingungen zu stellen: Große Ein- und Austrittspupillen sowie geringe Reflexions- und Absorptionsverluste.

Schrifttum.

(Unter den entsprechenden Nummern im Text angeführt.)

Z. f. I. = Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Z. f. V. = Zeitschrift für Vermessungswesen.

A. V. N. = Allgemeine Vermessungs-Nachrichten.

1. J. Adamczik, Compendium der Geodäsie, Leipzig und Wien 1901.
2. C. M. v. Bauernfeind, Elemente der Vermessungskunde, Stuttgart 1879.
3. E. Borchers, Die praktische Markscheidekunst, Leipzig 1882.
4. O. Brathuhn, Lehrbuch der praktischen Markscheidekunst, Leipzig 1884.
5. S. Czapski u. O. Eppenstein, Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente, Leipzig 1904.
6. A. Galle, Geodäsie, Leipzig 1907.
7. E. Hammer, Lehrbuch der elementaren praktischen Geometrie, Leipzig und Berlin 1911.
8. Hardke, Die Helligkeit von Gegenständen beim Sehen durch Fernrohre. Optische Rundschau 1920, S. 1.
9. F. Hartner, Handbuch der niederen Geodäsie, Wien 1856.
10. F. Hartner, J. Wastler, E. Doležal, Hand- und Lehrbuch der niederen Geodäsie, Wien 1910.
11. H. v. Helmholtz, Handbuch der physiologischen Optik, Hamburg und Leipzig 1909.
12. N. Herz, Geodäsie, Leipzig und Wien 1905.
13. H. Hohenner, Geodäsie, Leipzig und Berlin 1910.
14. W. Jordan, Handbuch der Vermessungskunde, Stuttgart 1888.
15. Klauser-Lahn, Lehrbuch der Vermessungskunde, Wien 1912.
16. Fr. Klempau, Über die Beziehungen zwischen Winkel-, Nonien- und Zielgenauigkeit. A. V. N. 1923, S. 306.

17. F. Kögler, Taschenbuch für Berg- und Hüttenleute, Berlin 1924.
18. A. König, Die Fernrohre und Entfernungsmesser, Berlin 1924.
19. H. Krüss, Die Messung der Helligkeit von Prismenfernrohren, Z. f. I. 1903, S. 8.
20. K. Lüdemann, Ergebnisse der Gebrauchsprüfung eines einfachen Nivellierinstrumentes. A. V. N. 1923, S. 593.
21. K. Lüdemann, Grundlagen für den Voranschlag der Genauigkeitsleistung von einigen Theodoliten bei der Kleindreieckmessung und bei feinen Zugmessungen. Z. f. I. 1924, S. 555.
22. H. Moeller, Lichtstärke und Sichtvermögen von Ferngläsern. Z. f. I. 1925, S. 384.
23. M. Näbauer, Grundzüge der Geodäsie, Leipzig und Berlin 1915.
24. A. Noetzli, Untersuchungen über die Genauigkeit des Zielens. Zürich 1915.
25. S. Stampfer, Über die Genauigkeit des Visierens bei Winkelmessungen. Band 18 der Jahrbücher des k. k. polytechnischen Instituts in Wien 1834, S. 211.
26. Steinschläger, Untersuchung eines 8-cm-Schraubenmikroskop-Theodolites. A. V. N. 1925, S. 445.
27. P. Uhlich, Lehrbuch der Markscheidekunde, Freiberg 1901.
28. Ch. A. Vogler, Lehrbuch der praktischen Geometrie, Braunschweig 1885.
29. R. Wagner, Über die mit dem Reichenbachschen Distanzmesser erreichbare Genauigkeit und einige Erörterungen über die Fehlerursachen desselben. Z. f. V. 1886, S. 49.
30. J. Weisbach, Die neue Markscheidekunst, Braunschweig 1851.
31. J. Weisbach, Abriß der Markscheidekunst, Freiberg 1873.
32. W. Weitbrecht, Lehrbuch der Vermessungskunde, Stuttgart 1911.

Beitrag zur Einteilung der in der Phototachymetrie benutzten Instrumente.

Von

P. Werkmeister in Dresden.

Die in der Phototachymetrie oder Photogrammetrie benutzten Instrumente kann man einteilen in Aufnahme-Instrumente und Auswerte-Instrumente; die ersteren dienen zur Aufnahme und die letzteren zur Auswertung von Meßbildern.

1. Die Aufnahmeinstrumente lassen sich einteilen in Stativinstrumente und Freihandinstrumente; die ersteren werden für die Aufnahme fest aufgestellt und dienen zu Aufnahmen von der Erde aus, die letzteren werden während der Aufnahme freihändig gehalten oder eingestellt und finden insbesondere bei Aufnahmen aus Luftfahrzeugen Verwendung[1]). Der wichtigste Teil von jedem Aufnahmeinstrument ist die Meßkammer.

a) Bei den Stativ-Aufnahmeinstrumenten ist außer der Meßkammer noch eine theodolitartige, zum Messen von Winkeln bestimmte Vorrichtung vorhanden; sie heißen deshalb auch Phototheodolit. Die Verbindung von Theodolit und Meßkammer kann in der Hauptsache auf drei Arten geschehen; entweder so, daß die Kammer und der Theodolit — oder auch nur das Fernrohr — miteinander vertauscht werden können, oder so, daß der Theodolit — oder dessen Fernrohr — auf die Kammer gesetzt wird, oder auch so, daß die Ziellinie des Fernrohrs durch die Kammer geht das Fernrohr also fest mit der Kammer verbunden ist. Bei den Phototheodoliten, bei denen die Ziellinie des Fernrohres durch die Kammer geht, lassen sich zwei Bau-

---

[1]) H. Löschner — vgl. *diese Zeitschr. 38. S. 125. 1918* — spricht von Feld- und Luftinstrumenten und unterscheidet außerdem noch Standinstrumente.

arten unterscheiden; bei der einen ist das Kammerobjektiv zugleich Fernrohrobjektiv, bei der anderen nicht.

b) Die Freihand-Aufnahmeinstrumente bestehen in der Hauptsache aus einer mit verschiedenen Zutaten ausgestatteten Meßkammer.

2. Die Auswerteinstrumente kann man in zwei Gruppen einteilen; die eine Gruppe umfaßt die Instrumente zur Auswertung der Aufnahmen in horizontalem und vertikalem Sinn, zur anderen Gruppe gehören alle Instrumente, bei denen eine Auswertung in nur horizontalem Sinn möglich ist. Mit den Instrumenten der ersten Gruppe kann also für jeden Punkt die Lage und die Höhe bestimmt werden; mit den nur für ebenes Gelände in Frage kommenden Instrumenten der zweiten Gruppe kann jeder Punkt nur seiner Lage nach festgelegt werden. Die Instrumente der ersten Gruppe erfordern zwei, von verschiedenen Standpunkten aus aufgenommene Bilder, man kann sie deshalb als Zweibildinstrumente bezeichnen; die Instrumente der zweiten Gruppe, bei denen die Auswertung auf Grund von nur einem Bild erfolgt, heißen dann Einbildinstrumente.

a) Die Zweibild-Auswerteinstrumente haben die folgende Aufgabe zu lösen: Von einem Stück der Erdoberfläche wurde von zwei verschiedenen Punkten aus je ein Bild aufgenommen, auf Grund dieser beider Bilder soll das Geländestück nach Lage und Höhe dargestellt werden; dabei können die beiden Bildebenen je beliebig im Raum liegen.

Zweibildinstrumente sind demnach der nach den Gedanken von E. v. Orel unter Mitwirkung von C. Pulfrich bei der Firma C. Zeiss gebaute Stereoautograph, der von R. Hugershoff erdachte Autokartograph der Firma G. Heyde, der nach den Angaben von Bauersfeld von der Firma C. Zeiss gebaute Stereoglanigraph und der von M. Gasser erfundene Doppelprojektor.

b) Die Einbild-Auswerteinstrumente sollen schräg aufgenommene Bilder so „umformen“ oder „entzerren“, daß sie die Eigenschaften von senkrecht aufgenommenen Bildern haben; sie heißen deshalb auch Umformer oder Phototransformatoren oder Entzerrungsinstrumente. Da ein umgeformtes oder entzerrtes Bild nur den Grundriß des aufgenommenen Gebietes liefert, so werden die Einbildinstrumente auch als Grundrißbildner bezeichnet.

Die Einbildinstrumente kann man selbst wieder in zwei Gruppen einteilen[1]), nämlich in solche, die die schräg aufgenommenen Bilder nur umformen, ohne sie zugleich auf eine bestimmte Größe zu bringen, und solche, die die Bilder nicht nur umformen, sondern sie zugleich auch auf einen bestimmten Maßstab bringen.

Die wichtigsten Einbildinstrumente zur Umformung auf einen bestimmten Maßstab sind der Perspektograph von Th. Scheimpflug, der Photokartograph von S. Finsterwalder, die Umbildekammer von C. Zeiss und das halbautomatische Entzerrungsgerät des Konsortiums Luftbild-Stereographik. Einbildinstrumente, mit denen die Bilder nur umgeformt werden können, sind u. a. der Grundrißbildner von Ernemann, das Ica-Entzerrungsgerät und das Entzerrungsgerät von Jäger-Liesegang.

---

[1]) Vgl. O. v. Gruber in *dieser Zeitschr.* **42**. *S. 161. 1922.*

Ein empfindliches Galvanometer mit kurzer Einstellzeit und niedrigem Widerstande.

Von

W. J. D. van Dyck.

(Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Universität Utrecht.)

Zur Untersuchung der Anlaufkurven verschiedener Thermosäulen war es erwünscht, ein Galvanometer zu besitzen, welches diese Kurven praktisch verzerrungsfrei lieferte. Dazu muß ein solches Instrument eine halbe Schwingungsdauer von etwa $^1/_{100}$ Sekunde besitzen und für jeden Außenwiderstand aperiodisch gedämpft werden können. Außerdem war eine große Spannungsempfindlichkeit erforderlich. Der Widerstand durfte dabei ungefähr 10 Ω betragen.

Da nun von den gebräuchlichen, schnellen Apparaten sowohl die Schleifen-Oszillographen als die Faden-Galvanometer keine genügende Empfindlichkeit besitzen, habe ich nach einer Konstruktion gesucht, welche die genannten Anforderungen befriedigt.

Ein System, bei dem die Richtkraft durch Torsion eines Fadens geliefert wird, schien am besten geeignet, da man durch kurze und dünne Fäden sowohl kleine Direktionskraft wie kleinen Widerstand erhalten kann. Dabei bleibt die Richtkraft dem Drehungswinkel streng proportional, was bei der Ausbiegung einer Saite nicht der Fall ist. Weiter hat man den Vorteil, daß man durch Spannung des Fadens dem Systeme eine große Stabilität verleihen kann, während die Torsionskraft durch diese nicht geändert wird. Die Wichtigkeit dieses Punktes ist wohl zuerst von W. J. H. Moll erkannt worden, der bei seinem Galvanometer eine längliche Spule zwischen zwei Drähte spannte, so daß der Schwerpunkt des Systems genau in der Mitte zwischen den beiden Befestigungspunkten der Drähte gelegen war. Dadurch erhält das System eine außergewöhnliche Nullpunktsfestigkeit, wodurch auch kleine Ausschläge genau gemessen werden können.

Es war meine Absicht, in dieser Richtung weiter zu arbeiten und durch geeignete Dimensionen das System an die genannten Anforderungen anzupassen.

Die Konstruktion der erforderlichen Spule ist aber nicht leicht. Speziell die Isolation der Drähte zeigt erhebliche Schwierigkeiten durch die magnetischen Eigenschaften der Isolierstoffe (vermutlich Eisenverunreinigungen), welche sich bei den benötigten starken magnetischen Feldern durch eine veränderliche Nullage anzeigen.

Ich faßte nun den Gedanken, die Spule in eine halbe Windung entarten zu lassen, wodurch alle Isolation fortfällt, und die gespannten Zu- und Ableitungsdrähte zu einem durchlaufenden Drahte zu vereinigen. Erstens hat man dadurch den Vorteil leichter Herstellbarkeit und großer mechanischer Festigkeit. Zweitens ensteht so ein Nebenschluß über die halbe Windung, wodurch auch bei sehr großem Außenwiderstande das System genügend gedämpft werden kann. Diese Stelle, unmittelbar über der Spule, ist zudem bekanntlich am vorteilhaftesten für einen Dämpfungsnebenschluß.

Ein Nachteil der genannten Konstruktion ist aber die exzentrische Lage, welche der Schwerpunkt der Spule erhält. Indem man den Spiegel für die Ablesung der Drehungswinkel aber auch etwas exzentrisch anordnet, läßt sich doch der Schwerpunkt des ganzen Systems ziemlich genau in die Achse verlegen.

Als Material für den Torsionsdraht ist Siliziumbronze gewählt, wie das auch in dem Moll-Galvanometer gebraucht wird. Dieses Material hat gute elastische Eigenschaften, große Ziehfestigkeit und kleinen spezifischen Widerstand. Die Dicke war durch Fabrikationsschwierigkeiten begrenzt. Es war unmöglich, weiter als 11 μ herunter zu kommen.

Der Firma Philips in Eindhoven, welche so freundlich war, den Draht zu ziehen, spreche ich hier meinen ergebensten Dank aus.

Die Halbspule besteht aus Kupferdraht von 15 μ, dem dünnsten Kupferdraht der Firma Hartmann & Braun.

Die Dimensionen des Spiegels werden durch die Lichtbeugung und die erforderliche Lichtstärke bestimmt. Die Breite kann schwerlich unterhalb 0,8 mm herabgesetzt werden, da die Beugung dann schon sehr merklich wird. Für die Lichtstärke genügt eine Oberfläche von ca. 1 mm^2. Es wurde also ein rechteckiger Spiegel gewählt, 0,8 mm breit und 1,5 mm hoch. Die Dicke beträgt 0,2 mm; dünnere Spiegel sind im allgemeinen optisch weniger gut.

Durch Rechnung findet man die günstigsten Abmessungen des Systems. Es muß die Halbspule lang und schmal sein. Man hat dabei zwei Nebenbedingungen zu erfüllen. Erstens soll die Durchbeugung der Spule selbst klein bleiben, weil die elastischen Eigenschaften des Kupfers schlecht sind, wodurch bei großer Deformation eine Veränderung der Nullage auftritt. Zweitens soll man das magnetische Feld nicht zu hoch hinauftreiben, da sonst das Gewicht und die Abmessungen des dann erforderlichen Elektromagneten außerordentlich stark zunehmen, während die Empfindlichkeit nur wenig wächst.

Die Spulenlänge wurde danach festgestellt auf 21 mm, die Breite auf 1,8 mm und die Totallänge des Spannfadens auf 38 mm.

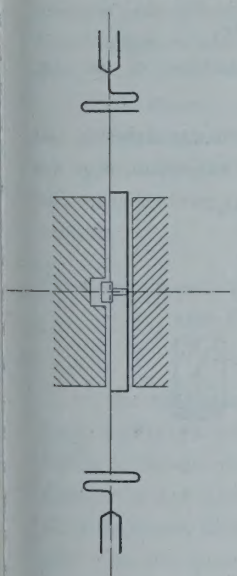


Fig. 1.

Die Halbspule wurde mit einem Minimum amagnetischem Lote an den Spannfaden angelötet.

Der Spiegel wurde in der Mitte des Spannfadens angeklebt mittels eines Gemisches von Kanadabalsam und Schellack, gelöst in Alkohol, das nie so hart wird, daß der Spiegel deformiert wird, und zugleich eine Verbindung hergestellt mit der Halbspule durch ein kleines Dreieck aus Aluminiumblech. (Siehe Fig. 1.)

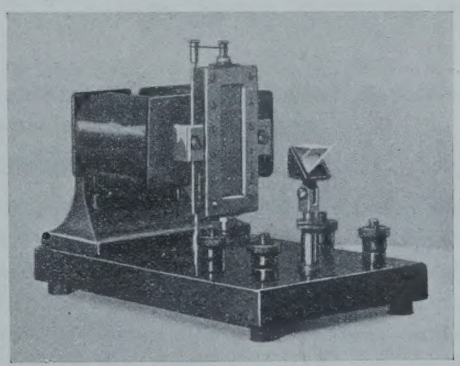


Fig. 2.

Das System (Fig. 2.) befindet sich in einer flachen Dose, welche mit zwei Schrauben am Elektromagnete befestigt ist, wodurch eine leichte Auswechselung möglich ist.

Eine Arretiereinrichtung ist nicht vorhanden, da das System trotz seiner Feinheit mechanisch außerordentlich stark ist.

Der Elektromagnet hat einen Widerstand von ca. 4 Ω, die Stromstärke beträgt 1 bis 1,5 A, je nach der erforderlichen Dämpfung.

Auf der Bodenplatte des Instrumentes ist weiter ein kleines Prisma mit aufgeklebter Linse montiert, das mit einer kleinen Lampe die Beleuchtungsoptik bildet.

Es folgen die Daten des Instrumentes im Vergleich mit zwei andern Galvanometern.

	Halbe Schwingungsdauer in Sek.	Anzahl Mikro-Amp. für 1 mm Ausschlag u. 1 m Skalenabstand	Widerstand des Systems in Ohm.
Siemens & Halske-Galvanometer schnellster Typus (Nr. 16746)	1,5	0,006	40
Oben beschriebenes Galvanometer	$\frac{1}{100}$	0,3	10
Siemens-Blondel-Oszillograph, empfindlichster Typus (Nr. 5)	$\frac{1}{4000}$	35	4,5

Die Maximalabmessungen sind: Länge 20 cm, Breite 12 cm, Höhe 15 cm. Das Gewicht beträgt ca. 3 kg.

Der Apparat hat sich schon einige Jahre bei verschiedenen Messungen gut bewährt, speziell bei Wechselstrommessungen und bei Untersuchungen betreffs der Anlaufkurve des Becquerel-Effektes.

Die Firma v. h. Kipp & Zonen, Delft, hat die Fabrikation übernommen und das Galvanometer patentiert. Sie bringt das Instrument unter dem Namen Torsion-Saiten-Galvanometer in den Handel.

Referate.

Eine Einrichtung für visuelle Spektralphotometrie.

Von J. Guild *(Optical Department, The National Physical Laboratory). Transactions of the Opt. Soc.* **26.** *S. 74. 1924—25.*

Es ist bekannt, daß das Königsche Spektralphotometer, so bequem auch das Arbeiten mit demselben an sich ist, den Nachteil außerordentlich großer Lichtverluste hat. Außerdem rügt der

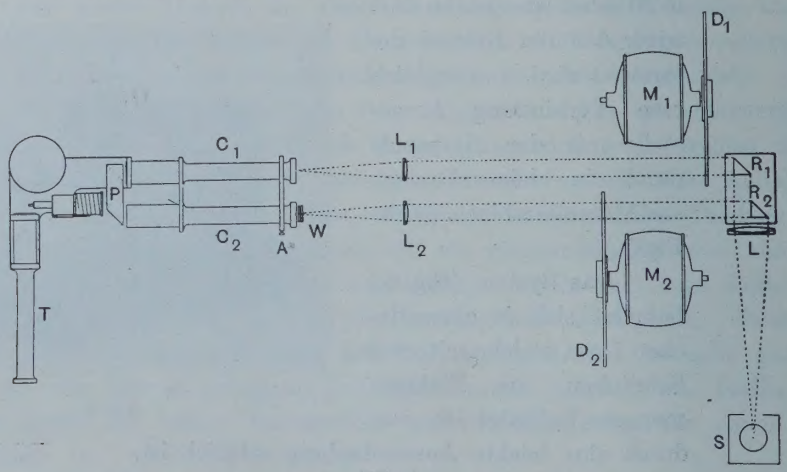


Fig. 1.

Verf. an dem Königschen Spektralphotometer die Art der Wellenlängeneinstellung, von der zuzugeben ist, daß sie in mechanisch einwandfreiester Weise erfolgen könnte, ohne daß aber dieser Mangel bei der einfachen Möglichkeit der Nachprüfung der Trommelwerte erheblich ins Gewicht

fällt. Der weiter gerügte Mangel des Eingehens von Zentrierungsfehlern in die Ergebnisse wird hinfällig, wenn man, wie üblich, nacheinander in allen vier Quadranten beobachtet.

Aus diesen Gründen hat Verf. ein neues, lichtstärkeres, insbesondere für kolorimetrische Zwecke bestimmtes Spektralphotometer gebaut, das, wie Verf. selbst angibt, im Prinzip dem Lummer-Brodhunschen Spektralphotometer entspricht, nur daß ein Spektrometer mit konstanter Ablenkung benutzt wird und daß durch die Nuttingsche Form des Photometerwürfels Fig. 2 Parallelität der beiden Kollimatorrohre erreicht wird.

Die Figur 1 zeigt den Strahlengang. Die Lichtquelle wird mit Hilfe der Linsen L, L_1 und L_2 sowie der total reflektierenden Prismen R_1 und R_1 auf den Spalten der Kollimatorrohre C_1 und C_2 abgebildet.

Das Licht vom Kollimatorrohr C_1 trifft P auf EA (Fig. 2) und passiert BA an den Stellen, an denen optischer Kontakt stattfindet. Das Licht von C_2 trifft BA nach Reflexion an CD und erleuchtet den anderen Teil des in der üblichen Weise in BA eingeätzten photometrischen Feldes, dessen Form aus der Figur 3 gleichfalls ersichtlich ist.

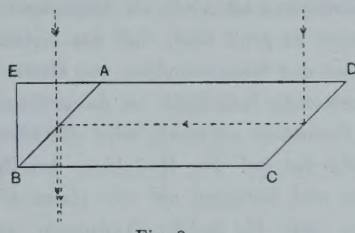


Fig 2

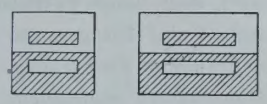


Fig. 3.

Das Spektrum wird durch ein Hilgersches Spektrometer mit konstanter Ablenkung entworfen; an die Stelle des Okulars des Fernrohrs tritt der Okularspalt.

Vor die Flächen EA und DA können ganz ähnlich wie beim Lummer-Brodhunschen Würfel Kontrastplättchen angebracht werden, um insbesondere bei geringen Helligkeiten die Einstellungsgenauigkeit zu erhöhen.

Die Lichtschwächung erfolgt durch die rotierenden Sektoren D_1 und D_2, die in den Strahlengang eingeschaltet werden; es werden nicht verstellbare Sektoren, sondern auswechselbare Sektorscheiben mit festen Öffnungen benutzt. Die Öffnungen sind so gewählt, daß bei Absorptionsbestimmungen jede Absorption bis auf einen Restbetrag kompensiert werden kann; die Ausgleichung des Restbetrages erfolgt durch den Grankeil W, bei dem fein verteilter Lampenruß in Gelatine suspendiert ist.

Die Eichung dieses Grankeils für die verschiedenen Wellenlängen wird ausführlich beschrieben, die Notwendigkeit öfterer Nacheichung betont.

Dadurch, daß ein Sektor erst in den Strahlengang $R_1 L_1$ und dann in den Strahlengang $R_2 L_2$ eingeschaltet wird, gelingt es, den Anwendungsbereich des Talbotschen Gesetzes bedeutend zu erweitern. *Dz.*

Bemerkungen über Nephelometrie und Vorschlag einer empfindlichen Methode zur Untersuchung der Beständigkeit von Explosivstoffen.

Von A. F. C. Pollard. *Trans. Opt. Soc.* **26.** *S. 63. 1924/25.*]

Die theoretischen Vorarbeiten über die diffuse Zerstreuung von Licht an Molekeln sind von Lord Rayleigh geleistet worden. Von ihm stammt eine Formel, die die Intensität des zerstreuten Lichts bestimmt, jedoch hat er diese nur für die Lichtzerstreuung an Gasmolekeln abgeleitet. Wenn dieselbe später auch als Grundlage bei nephelometrischen Messungen an Kolloiden und schwachen Niederschlägen diente, so ist ihr Gültigkeitsbereich überschätzt worden. Die Rayleighsche Formel geht von der Annahme aus, daß die Phasenverteilung der an den einzelnen Molekeln zerstreuten Lichtwellen eine zufällige ist, das will sagen, die Wahrscheinlichkeit dafür, daß zwei oder mehr Molekeln in einem bestimmten Raum zusammenliegen, ist gleich dem Produkt der Wahrscheinlichkeiten, daß jede der Molekeln innerhalb dieses Raumes gesondert befindlich ist. Mit anderen Worten: die Molekeln müssen gegenseitig so weit entfernt sein, daß ihre Wirkungssphären klein sind gegen das von ihnen eingenommene Gesamtvolumen. Die gleiche Voraussetzung liegt dem Boyle-Mariotteschen Gesetz zugrunde, so daß also die Rayleighschen Ergebnisse keinesfalls auf Gase angewandt werden dürfen, deren Zustand in der Nähe des kritischen Zustandes liegt, viel weniger

also auf Kolloide. In reinen Flüssigkeiten ist der Abstand der Molekeln bedeutend kleiner als in Gasen, so daß Interferenzen des zerstreuten Lichts auftreten und dadurch die Intensität desselben herabsetzen. Eine Lösung dieser Fragen ist mit Hilfe der Thermodynamik von Einstein und Smoluchowski versucht worden, und zwar besonders in Hinsicht auf Opaleszenzen von Flüssigkeiten nahe ihrem kritischen Zustand. Die von ihnen aufgestellte Formel für die Intensität des zerstreuten Lichts zeigt, daß letztere abhängt von der Temperatur und der Änderung der Kompressibilität und des Brechungsverhältnisses bei Temperaturwechsel. Dieselbe Formel ist auch auf Gase anzuwenden; sie stellt nämlich eine Verallgemeinerung der Rayleighschen Formel dar. Das von Flüssigkeiten zerstreute Licht ist unvollständig polarisiert und deshalb erscheint es notwendig, eine Korrektion in bezug auf die Anisotropie der Molekel vorzunehmen. Die Ausführung derselben liefert eine theoretische Formel, die wohl genaue Zahlenwerte für die Lichtzerstreuung nicht fluoreszierender Flüssigkeiten und Gase gibt, die aber versagt für stark komprimierte Gase. Der gegenwärtige Stand der Molekulartheorie ist noch als ungenügend zu bezeichnen. Wenn nun die Partikelchen eines Niederschlages so groß sind, daß das einfallende Licht sogar an ihnen reflektiert wird, dann hängt zweifelsohne das Streuvermögen von Größe und Zahl der Partikel in der Volumeneinheit ab. Die gesamte zerstreute Intensität ist dann sehr groß im Vergleich zu der schwachen molekularen Zerstreuung. Besonders schwierig wird die Theorie, wenn die Partikelchen molekulare Dimensionen annehmen, wie das bei den Kolloiden der Fall ist. Diese Vereinigung von Lichtzerstreuung durch Reflexion und Beugung ist von vielen Forschern für weiße trübe Medien konstatiert worden, stimmt aber nicht für farbige Hydrosole, ausgenommen, wenn letztere mit monochromatischem Licht untersucht wurden.

Welche Bedeutung nephelometrische Methoden für die Lösung solcher Fragen haben können, führt Verf. vor an dem Beispiel einer nephelometrischen Untersuchung über Zerfallserscheinungen an Nitro-Explosivstoffen. Beim Zerfall derartiger Verbindungen werden äußerst geringe Mengen Stickstoffperoxyd frei. Aus diesem Grund bestehen alle Untersuchungen über die Stabilität von Explosivstoffen in Messungen der abgestoßenen Gasmengen, Die weit bekannte Abelsche Erhitzungsmethode ist die einfachste, älteste und gebräuchlichste. Aber sie liefert kein einwandfreies Maß für Beständigkeit oder Labilität des Explosivstoffes; denn außer anderen fehlerhaften Einflüssen wird sie unter anormalen Umständen ausgeführt, insofern als das Explosiv auf unverhältnismäßig hohe Temperaturen erhitzt wird. Aus diesem Grunde schlägt Verf. einen anderen Weg ein, auf den er durch die Beobachtung geführt wurde, daß beim Überleiten von trockener Luft über das fein verteilte Explosiv und beim Durchblasen dieser durch ein in Nitrosäuren lösbares Kolloid die mitgenommene Gasmenge gebunden und gemessen werden konnte. Voraussetzung war, daß die Änderungen im Kolloid zu erkennen und zu messen waren. Es mußte demnach möglich sein, die in bestimmten Zeitintervallen vom Explosiv abgegebenen Gasmengen quantitativ zu bestimmen. Als Kolloid empfahl sich besonders Silberoxyd. Eine kolloidale Lösung hiervon war äußerst empfindlich für die Gegenwart von Nitrosäuren und wurde bei vorsichtigem Durchsprudeln der Luft infolge von Elektrisierung nicht zum Gerinnen gebracht. Die quantitative Bestimmung der Bindung der Nitrosäuren an das Kolloid und damit die Messung des Zerfalls des Explosivstoffes wurde auf nephelometrischem Wege ausgeführt.

Das benutzte Nephelometer besteht im wesentlichen aus zwei Glasröhren, welche die opaleszierenden Flüssigkeiten aufnehmen können. Eine Röhre ist kurz und fest, die andere lang und beweglich. Das Licht fällt von unten parallel den Achsen der zylindrischen Röhren ein. Die Zerstreuung des Lichts hängt dann von der Höhe über dem unteren Ende ab. Die Verschiebung des langen gegen das kurze Rohr dient zur Einstellung auf gleiche Intensitäten des zerstreuten Lichts in einer bestimmten Horizontalspur. Um Färbungsunterschiede der zu vergleichenden Intensitäten, die infolge verschiedener Weglängen in den beiden Rohren auftreten können, auszuschalten, geschieht die Betrachtung der Vergleichsfelder durch Lichtfilter hindurch. In beide Röhren wird zunächst eine beiderseits gleiche kolloidale Ausgangslösung gefüllt; offenbar besitzt dann das zerstreute Licht in gleichen Höhen über dem unteren Röhrenende auch gleiche Intensitäten. Dann wird eine Eichkurve aufgenommen, indem in das kurze Rohr bekannte Verdünnungen der Ausgangslösung eingefüllt werden. Je stärker die Verdünnung ist, um so weniger Licht wird in derselben Höhe

über dem unteren Ende des kurzen Rohres zerstreut und infolgedessen werden bei Einstellung auf gleiche Helligkeit die Enden beider Röhren um so größere Höhenunterschiede aufweisen. Die lange Röhre muß immer tiefer gestellt werden. Der Höhenverstellung zwischen den unteren Enden der Röhren ist dann ein Maß für die Menge des in der zu untersuchenden Lösung enthaltenen Kolloids. Die eigentliche Untersuchung über den Zerfall von Explosivstoffen benutzt in beiden Röhren dieselbe Lösung. Die beim Durchblasen der Luft an das Kolloid vollständig gebundenen Nitrosäuren setzen dann den Gehalt an freiem Kolloid herab und die Menge des gebundenen und daher nephelometrisch unwirksamen Kolloids wird durch Einstellen des Nephelometers auf gleiche Helligkeit, Ablesung der Höhenverstellung und Übertragung mittels der Eichkurve ermittelt. Auf diese Weise kann genau die Menge des vom Explosivstoff abgegebenen Gases bestimmt werden.

Der Aufbau des Nephelometers war im Prinzip der gleiche wie bei dem von Kingslake beschriebenen (siehe *diese Zeitschr.* **46.** *S. 330. 1926*); Interesse bietet höchstens die Beschreibung der optischen Einrichtung, um die beiden Helligkeitsfelder in Kontakt zu bringen. Das von den beiden Röhren *A* und *B* (siehe Fig. 1) in einer bestimmten Horizontalspur zerstreute Licht tritt zunächst in einen *Bi*-Prismenzug *P*, *Q* ein. Die Trennung des Feldes geschieht durch den vertikalen Rand des Prismas *P*. Zwei gleiche positive Linsen *R* und *S* sind durch einen Abstand

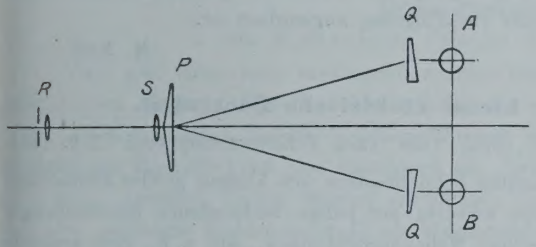


Fig. 1.

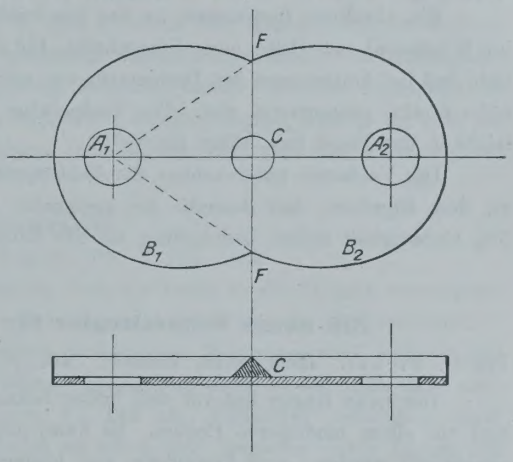


Fig. 2.

gleich ihren Brennweiten voneinander entfernt und sind so gestellt, daß die eine Linse den Rand des Prismas *P* berührt, während die andere mit einer telezentrischen Durchblicksöffnung verbunden ist. Auf die Linse *S* fällt paralleles Licht auf; die Linse *R* dient zur Vergrößerung des Feldes und liefert ein scharfes Bild des Prismenrandes. Die Öffnung der Linse *S* wird scharf in zwei Felder geteilt, wobei das rechte Feld Licht von der linken Röhre erhält und das linke Feld von der rechten Röhre. — Außerdem wurde noch in anderer Weise versucht, die Berührung der beiden Felder in möglichster Einfachheit vorzunehmen (siehe Fig. 2). Zwei elliptisch gebogene Uhrfedern B_1 und B_2 von 4 mm Breite treffen sich so, daß sie einen Schnitt *FF* durch ihren gemeinsamen Fokus *C* bilden. Die Glasröhren A_1 und A_2 befinden sich in den beiden anderen Brennpunkten. Einer Eigenschaft der Ellipsen zufolge werden die von den Brennpunkten ausgehenden Strahlen, hier also das in den Glasröhren zerstreute Licht, wieder in dem anderen Brennpunkt, also in *C* vereinigt. In *C* befindet sich ein Kegelspiegel, der dieses Licht nach oben in die Beobachtungsoptik reflektiert. Die Uhrfedern sind auf der Innenseite versilbert und der Konus ist aus Spiegelmetall hergestellt. Diese Einrichtung zeigte jedoch keine scharfe Trennung beider Felder, weil abgeirrtes Licht von den Glasröhren her auf falsche Seiten des Konus geriet. Aus diesem Grund wurde dieser Versuch aufgegeben.

Flügge.

Hitzdraht-Anemometer.

Von C. Zobel und L. B. Carroll. *Techn. Papers of the Bureau of Standarts. No. 287.*

Es handelt sich um Versuche mit einem tragbaren Hitzdraht-Anemometer, das die Verfasser konstruiert haben, um die Geschwindigkeit der Luft, die den Kühler eines Flugzeugmotors durchströmt, zu ermitteln. Sie gehen dabei von der von L. V. King in den Phil. Trans. of the R. S., Ser. A 214, S. 373, 1914 entwickelten Gleichung aus, die eine Beziehung zwischem dem Wärmever-

lust eines dünnen Zylinders und der Strömungsgeschwindigkeit eines den Zylinder bespülenden Mediums gibt.

Das Instrument besteht aus einem Rahmen, in dem ein zickzackförmig laufender Platindraht straff gespannt, vom Rahmen selbst isoliert und nachspannbar angebracht ist. Drahtanfang und Ende sind über eine Batterie, einen Schiebewiderstand und ein Milliamperemeter verbunden, parallel dazu liegt ein Voltmeter zwischen den Enden des Hitzdrahtes.

Es lassen sich zwei Meßverfahren anwenden: Einmal kann der Widerstand des Drahtes, d. h. die Temperatur des Drahtes konstant gehalten werden und aus der Änderung des Heizstromes auf die Geschwindigkeit des den Draht bespülenden Luftstromes geschlossen werden.

Das andere Mal wird der Strom konstant gehalten und die Widerstandsänderung gemessen und aus dieser die Strömungsgeschwindigkeit der Luft ermittelt.

Für den Erfolg der Messungen sind empfindliche Milliamperemeter und Potentiometer und genaue Kenntnis der Konstanten des Drahtes Voraussetzung.

Ein absolutes Instrument ist das beschriebene nicht, es ließ sich aber, nach einer Eichung im Windkanal mit Hilfe einer Stauscheibe, für den vorgesehenen Zweck gut verwenden. Es zeigte sich, daß bei Änderungen der Temperatur von weniger als 20° die Wärmezerstreuung der Temperaturhöhe direkt proportional war. Die Temperatur des Fadens liegt aber zweckmäßig, was man ja leicht in der Hand hat, höher als 50° C.

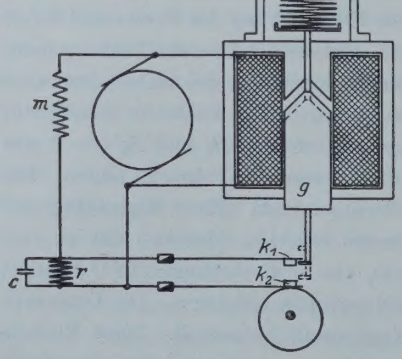
Die Verfasser untersuchten die Fehlerquellen des Instruments sehr eingehend und gelangen zu dem Ergebnis, daß dasselbe bei geeigneter Anbringung am Kühler des Motors Angaben mit 5% Genauigkeit liefert, gleichgültig wo der Kühler am Flugzeug angeordnet ist.

W. Keil.

Ein neuer Schnellregler für kleine elektrische Zentralen.

Von G. Picker. *Elektrotechn. Zeitschr.* **46.** *S. 1695. 1925* nach *L'Ettrotecnica* vom 25. 9. 1924.

Der neue Regler hat vor den bisher bekannten Schnellreglern den Vorzug großer Einfachheit und vor allem niedrigeren Preises. Er kann ohne weiteres auf jedem vorhandenen Stromerzeuger angebracht werden, ohne besondere und kostspielige Nebeneinrichtungen, wie z. B. eine separate Erregermaschine oder spezielle Ausbildungen der Wicklungen zu benötigen, und kommt daher für die vielen Fälle kleiner Anlagen in Frage, wo der Einbau von Schnellreglern seither zu teuer war.



Der Regler wird für diese Zwecke für Spannungen bis 250 V und bis zu einem Erregerstrom von 5 A gebaut. Sein Grundprinzip ist das bekannte „Tirillisieren" des Widerstandes r im Erregerkreis der zu regelnden Maschine durch ein paar Kurzschließerkontakte k_1 und k_2. Während die anderen Schnellregler die Kontakte elektromagnetisch zum Schwingen bringen, werden sie bei dem neuen Regler mechanisch durch Exzenter angestoßen, die von der Achse des zu regulierenden Stromerzeugers oder einer beliebigen anderen Welle (auch ev. mit nicht konstanter Umdrehungszahl) angetrieben werden können. Mit Hilfe eines Elektro-Magneten g, dessen Spule an den Klemmen des Generators liegt und von einem Strom durchflossen wird, der der zu regelnden Spannung proportional ist, kann die Entfernung der schwingenden Kontakte voneinander ohne jede zeitliche Verzögerung entsprechend der Spannung sich einstellen. Auf diese Weise beeinflußt der Elektromagnet das Verhältnis der Zeitdauer des Kurzschließens a zur Dauer des Einschaltens b des Widerstands r im Erregerkreis. Der effektive Wert des Widerstands r ist dann jeweils

$$r_{\text{eff}} = r\,\frac{b}{a+b}.$$

Er kann sich also vom Wert o bis zum Wert r einstellen und umfaßt so den ganzen Regulierbereich. Ein Kondensator c parallel zu den Klemmen des Widerstands r dient zur Unterdrückung der Funkenbildung.

Wie aus den mitgeteilten Versuchsergebnissen hervorgeht, ist eine Regelgenauigkeit von $\pm 1 \div 2\,\%$ zwischen Vollast und Leerlauf leicht zu erreichen (bei Gleichstrom auch bei Drehzahländerungen von etwa $30\,\%$). Bei plötzlichen Entlastungen stellt sich die Spannung nach kurzen und unbedeutenden Schwingungen innerhalb 1 bis 2 s wieder auf ihren Normalwert ein. Der Apparat hat also den Vorzug guter Genauigkeit und großer Reguliergeschwindigkeit, da nur sehr kleine Massen auf einem ganz kurzen Wege in Bewegung gesetzt werden und der dämpfende Einfluß der Reibung fast vollständig ausgeschaltet ist.

Soll der Regler für höhere Ströme als 5 A und höhere Spannungen als 250 V verwendet werden, so wirken die Kurzschließerkontakte k_1 und k_2 des Reglers nicht mehr direkt auf den Feldregulierwiderstand, sondern auf die Spulen von kräftigen Zwischenrelais, welche, je nach Bedarf in Reihe oder parallel geschaltet, das Tirillisieren des Widerstandes r besorgen. Hierdurch ist es möglich, den Regler für Gleichstromdynamos beliebig hoher Leistung und Spannung zu verwenden; bei Wechsel- und Drehstromgeneratoren ist als obere Leistungsgrenze 100 bis 130 kVA angegeben.

Bei umgekehrter Beeinflussung der Kontakte k_1 und k_2 durch den Magneten ist es möglich, den Erregerstrom eines Gleichstrommotores derart selbsttätig einzustellen, daß die Umdrehungszahl des Motors auch bei stark schwankender Netzspannung konstant bleibt. Wie bei Versuchen an Motoren am Endpunkt langer Straßenbahnleitungen festgestellt werden konnte, betrug bei sich um rund $25\,\%$ ändernder Leitungsspannung, beim Einbau des Reglers die Drehzahlabweichung der Motoren nur $3\,\%$. *Lh.*

Über Dauermagnete.

Von F. Stäblein, *Physikal. Zeitschr.* **26.** *S. 700. 1925.*

Verf. gibt einen kurz zusammenfassenden Bericht über die heute in der Technik verwandten permanenten Magnete, ihre Brauchbarkeit für die verschiedenen Zwecke und die Meßmethoden.

Als Kennzeichen für die Leistungsfähigkeit eines permanenten Magneten wird meistens das Produkt aus Koerzitivkraft und Remanenz als „Leistung" angegeben, dazu ist als dritte Zahl noch $(\mathfrak{B} \times \mathfrak{H})_{Max}$ zwischen beiden Werten gekommen, deren $8\,\pi$ Teil als „Güteziffer" bezeichnet wird. Der alte, gehärtete Kohlenstoffstahl als Magnetmaterial ist schon seit längerem durch Zusatz von Chrom oder Wolfram verbessert worden, dazu ist in letzter Zeit der Kobaltmanganstahl hinzugekommen, der etwa viermal so viel leistet wie der Wolframstahl, jedoch in Herstellung und Härtung noch etwas schwierig zu behandeln ist. Je nach der besonderen Form und Zweck des Magneten kommt es bei dem einen auf hohe wahre Remanenz an, während die Koerzitivkraft nebensächlich ist, bei anderen ist eine große Koerzitivkraft erwünscht. Um diesen Bedingungen gerecht werden zu können, ist die Kenntnis der Magnetisierungskurve wenigstens zwischen Remanenz und Koerzitivkraft nötig und eine laufende Überwachung des Fabrikationsmaterials unerläßlich. Untersuchungen im Ring und als Ellipsoid kommen für die Praxis nicht in Frage, selbst die Herstellung der Stäbe für den gewöhnlichen Koepselapparat ist mit Unannehmlichkeiten verknüpft. Die Firma Hartmann und Braun hat mit Prof. Würschmidt zusammen ein vereinfachtes Instrument dieser Art herausgebracht, bei dem die Proben, 10 cm lang, in gewöhnlicher Stabform fest in die Backen eines U-förmigen Joches eingespannt werden. Verschiedene Querschnitte werden durch Einstellung des Hilfsstroms in der Drehspule berücksichtigt. *Ku.*

Ein Punktindikator zur genauen Ermittlung von Kolbenmaschinendiagrammen. Die Aufnahme von Flammbildern im Totraum einer Dieselmaschine.

Von O. Mader, *Zeitschr. d. V. D. I.* **69.** *S. 1371. 1925.*

In einem Aufsatz über die „Weiterentwicklung des Junkers Doppelkolbenmotors" berichtet O. Mader von den umfangreichen Versuchen und Versuchseinrichtungen, welche die Grundlage für die Neukonstruktion dieser Maschine bildeten. U. a. beschreibt er dabei einen von Gastertädt konstruierten elektrostatischen Punktindikator, der die bisher üblichen Indikatoren an Genauigkeit bei weitem übertrifft. Besonders im Bereich der niederen Drücke, also z. B. während des Auspuff- und Spülvorganges geben die gewöhnlichen Indikatoren nur ein ganz unsicheres Bild, während durch die neue, punktweise ausgeführte Druckmessung eine einwandfreie Aufzeichnung des Diagramms ermöglicht wird. Die schematische Darstellung der Apparatur ist in der Fig. 1 ge-

zeichnet. Ein einstellbarer Meßdruck wird mit dem gesuchten Druck dadurch verglichen, daß ein Verschlußblättchen von kleinstem Gewicht und Weg einen Stromkreis schließt oder öffnet, an den ein Elektroskop angeschlossen ist. Gleichzeitig ist ein Schließen durch einen verstellbaren Umlaufkontakt nur innerhalb des gewünschten Kurbelwinkels möglich; wenn dann der Meßdruck höher ist als der Zylinderdruck, so spricht das Elektroskop an. Ein gleicher Stromkreis spricht im umgekehrten Fall an.

Eine zweite interessante Versuchseinrichtung ist in Fig. 2 gezeichnet. Sie dient zur Sichtbarmachung des Verbrennungsvorganges im Zylinderinnern. Hierbei mußten Schwierigkeiten verschiedenster Art überwunden werden. So galt es, durch geeignete optische Mittel ein hinreichendes Gesichtsfeld zu wahren, ein betriebssicheres Fenster zu schaffen, das Drücken bis über 60 at und Temperatursprüngen von etwa 1500° C standhielt, den Beobachter bei etwaigem Bruch dieses Fensters zu sichern, einen kurzzeitigen Momentverschluß zu entwickeln, der genau bei dem gewählten Kurbelwinkel nur eine einzige Belichtung ergibt, und auch bei voller Drehzahl ruhig stehende

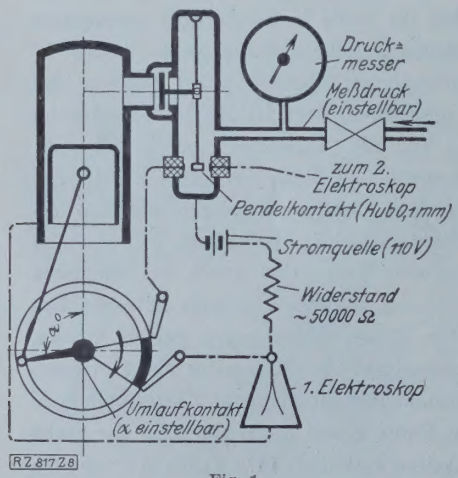


Fig. 1.

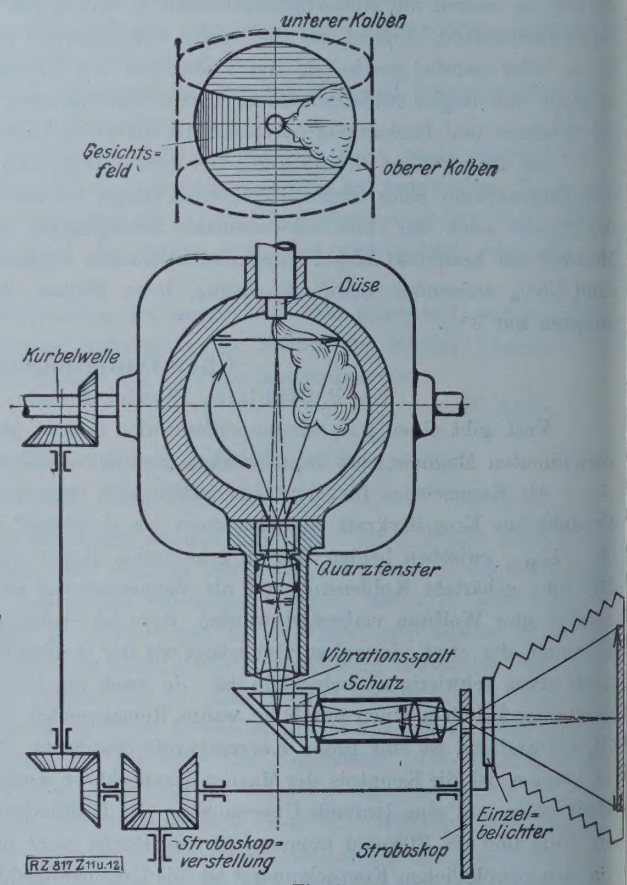


Fig. 2.

Bilder zu erzielen. Schließlich erwies sich auch nicht jedes Plattenmaterial für solche Aufnahmen geeignet. Es gelang, für beliebige Kurbelwinkel von je 1 Grad mit Hilfe des Stroboskops ein stillstehendes Bild der Flamme vor der Einspritzdüse einer mit voller Drehzahl laufenden normalen Maschine dem Auge sichtbar zu machen und photographisch festzuhalten. In den so erhaltenen Aufnahmen der Flammbilder bei verschiedenen Kurbelstellungen in der Nähe des Totpunktes ist die Zündung und Ausbreitung der Flamme veranschaulicht und so ein wertvoller Einblick in den verwickelten Verbrennungsvorgang der Maschine gegeben. *Lh.*

Bücherbesprechungen.

Die preußische Landesvermessung. Hauptdreiecke. Neue Folge. Erster Teil: A. Das Westpreußische Hauptdreiecksnetz, B. das Vergrößerungsnetz bei Schubin. Gemessen und bearbeitet von der Trigonometrischen Abteilung des Reichsamts für Landesaufnahme. IX und 275 S. Mit 21 Skizzen und 3 Übersichtstafeln. Berlin 1925; Im Selbstverlage.

Die Trigonometrische Abteilung beginnt mit diesem Bande die Veröffentlichung von Neu-

messungen I. Ordnung, die als Ersatz der zum Teil veralteten, zum Teil örtlich nicht mehr vorhandenen, in den Jahren 1832—1899 gemessenen Netzteile notwendig geworden waren. An dieser Stelle interessieren besonders die Mitteilungen über den Signalbau, die Grundlinienmessung und die Winkelbeobachtung.

Der kurze Abschnitt über den Signalbau gibt ein Bild der Entwicklung vom ehemaligen „Standpfeiler" über den „Hängepfeiler" und den „abgefangenen Pfeiler" zum heutigen „Sockelpfeiler"; abgefangene Pfeiler wurden bis zu 30 m und Sockelpfeiler bis zu 40 m Beobachtungshöhe erbaut. Die mit dem erstmals 1898 — nach den Angaben des Vermessungsdirigenten Otto — erbauten Sockelpfeiler gemachten Erfahrungen — bis 1914 wurden nahezu 200 hergestellt — sind recht gute. Eine im Jahre 1913 aus Eisenbeton erbaute, 12 m hohe Beobachtungswarte „hat den Erwartungen noch nicht vollständig entsprochen". Leichtere „Erkundungsgerüste" wurden bis zu 60 m Höhe gebaut. Die Angaben über den Signalbau sind mit Rücksicht auf die zahlreich ausgeführten Bauten und die langjährigen Erfahrungen besonders wertvoll.

In dem Abschnitt über Grundlinienmessung wird auf Grund der Tatsache, daß bei Messungen mit dem Besselapparat wohl die „innere" oder „relative" Genauigkeit sehr groß ist, die „äußere" oder „absolute" Genauigkeit aber sich nicht so leicht steigern läßt wie bei Drahtmessungen, die Absicht mitgeteilt, „bei künftigen Grundlinienmessungen Invardrähte oder -bänder zu benutzen"; dabei ist sogar die Hoffnung ausgesprochen, daß „sich die innere Genauigkeit der Drahtmessungen so erhöhen läßt, daß sie derjenigen des Besselapparates gleichkommt oder sie übertrifft". Die absolute Genauigkeit einer Grundlinienmessung ist abhängig von der Genauigkeit, mit der man die wirkliche Länge des Meßgerätes kennt; diese zu bestimmen erfordert bei Verwendung von Drähten eine passende Grundstrecke, deren Länge man von Zeit zu Zeit mit einem starren Längenmeßapparat zu bestimmen hat. Ob zu einer solchen Eichung der Grundstrecke der Besselapparat infolge der mit ihm gemachten Erfahrungen sich eignet, wird als fraglich bezeichnet. Die Trigonometrische Abteilung beabsichtigt deshalb die Herstellung eines aus vier Quarzstangen von je 4 m Länge bestehenden Längenmeßapparates, dessen Bau vor dem Kriege schon ziemlich weit vorgeschritten war, seither aber zurückgestellt werden mußte.

Die Winkelmessungen wurden mit zwei im Jahre 1889 von Wanschaff gelieferten 27 cm Theodoliten ausgeführt, bei denen die mittleren unregelmäßigen Teilungsfehler zu $\pm 0'',27$ bzw. $\pm 0'',29$ bestimmt wurden. Die Beobachtungen wurden fast durchweg bei Tage und nach Heliotroplicht ausgeführt. Versuche mit Nachtbeobachtungen führten im Jahre 1912 zu keinem befriedigenden Ergebnis; nach dem Kriege wurden sie, teilweise mit gutem Erfolg, wieder aufgenommen. Neuerdings fanden Tagbeobachtungen bei bedecktem Himmel mit Verwendung von künstlichen Lichtquellen statt.

Die Messung der Winkel erfolgte kombinationsweise. Der nach der internationalen Formel berechnete mittlere Winkelfehler liegt zwischen $\pm 0'',2$ und $\pm 0'',4$.

Das Ergebnis der ganzen Arbeit sind neben den geographischen Koordinaten der in Frage kommenden Dreieckspunkte I. Ordnung deren auf Grund der Beschlüsse des Beirats für das Vermessungswesen nach Gauß-Krüger, also konform berechnete ebene rechtwinklige Koordinaten.

P. Werkmeister.

Koordinaten und Höhen. 1. Teil. Regierungsbezirk Königsberg. Gemessen und bearbeitet von der Trigonometrischen Abteilung des Reichsamts für Landesaufnahme. V und 181 S. Mit einem Übersichtsblatt. Berlin 1925. Im Selbstverlage.

Trotzdem daß das vorliegende Koordinaten- und Höhenverzeichnis nicht unmittelbar mit dem hier zu behandelnden Fachgebiet zusammenhängt, soll doch mit Rücksicht auf seine grundlegende Bedeutung auch an dieser Stelle darauf hingewiesen werden.

Das Verzeichnis enthält die Ergebnisse der als Ersatz für die Messungen der Jahre 1865 bis 1868 in den Jahren 1903—1913 ausgeführten Neumessungen II.—IV. Ordnung. Als Messungsergebnisse werden veröffentlicht die geographischen Koordinaten mit Längen nach Greenwich, die N. N.-Höhen und die auf Grund der konformen Abbildung des Endellipsoids nach C. F. Gauß und L. Krüger berechneten ebenen rechtwinkligen Koordinaten.

Als Längeneinheit ist der allen seitherigen Veröffentlichungen der Landesaufnahme zugrunde liegende „Meter der Landesaufnahme" beibehalten; zur Umwandlung in das internationale Metermaß müssen den Logarithmen der in Metern angegebenen Zahlenwerte + 58 Einheiten der 7. Stelle beigefügt werden. *P. Werkmeister.*

E. Martin. Die Rechenmaschinen und ihre Entwicklungsgeschichte. 1. Band (Rechenmaschinen mit automatischer Zehnerübertragung). 8°. 390 S. mit 319 Abb. Pappenheim 1925, Johannes Meyer. Geb. 9,50 M.

Das Buch ist für den „Bureaumaschinenhändler" bestimmt und soll diesem „ein Führer durch die sehr vielseitige Rechenmaschinenindustrie" sein; der Verfasser hat deshalb Wert darauf gelegt, möglichst viele der erdachten, ausgeführten und nicht ausgeführten Rechenmaschinen zusammenzustellen und zu beschreiben. Als „Rechenmaschinen" werden zunächst solche Fabrikate bezeichnet, die eine selbsttätige Zehnerübertragung aufweisen; die übrigen Fabrikate werden als „Rechenhilfsmittel" bezeichnet, diese sollen in einem zweiten Band behandelt werden. Rechenmaschinen im engeren Sinn heißt der Verfasser solche Maschinen, die auch zur Ausführung von Multiplikationen und Divisionen eingerichtet sind; im Gegensatz dazu stehen dann die „Addiermaschinen".

In einer Einleitung werden die Grundgedanken der wichtigsten Bauarten besprochen; es wird dabei eingeteilt in Rechenmaschinen mit Staffelwalzen, Rechenmaschinen mit Sprossenrädern, schreibende Volltastatur-Addiermaschinen, schreibende Zehntasten-Addiermaschinen und Kleinaddiermaschinen mit Stift-, Tasten- oder direkter Einstellung. In dem „Hauptteil" gibt der Verfasser eine zeitlich geordnete Zusammenstellung einer sehr großen Zahl der seit Pascal (1642) erdachten Rechenmaschinen; die meisten und wichtigsten werden dabei soweit beschrieben, daß man sich ein Bild von ihrem Bau und ihrer Wirkungsweise machen kann. Die Reichhaltigkeit dieser Zusammenstellung — ein alphabetisch geordnetes Inhaltsverzeichnis ist beigefügt — macht das Büchlein — trotz „gewisser Irrtümer und Fehler", mit denen der Verfasser selbst rechnet — zu einem wertvollen Hilfsmittel auf dem Gebiet der Rechenmaschinen.

Eine kleine Ungenauigkeit ist mir zufällig aufgefallen. Bei der Beschreibung einer neuen, im Jahre 1925 von Chr. Hamann gebauten, unter der Bezeichnung „Hamann-Manus" angeführten Maschine wird auf Seite 382 „ganz besonders betont", daß sie die „erste und einzige von Hand betriebene Kleinrechenmaschine ist, die gänzlich automatische Division besitzt". Diese Bemerkung ist mit Rücksicht auf die im Jahre 1905 entstandene „Mercedes-Euklid" bekanntlich nicht richtig, von der übrigens auf Seite 167 gesagt wird, daß bei ihr „eine völlig selbsttätige Division" möglich ist. *P. Werkmeister.*

Tagung der Internationalen Gesellschaft für Photogrammetrie.

Die Internationale Gesellschaft für Photogrammetrie wird in den Tagen vom 22.—25. November d. Js. ihre Generalversammlung als internationalen wissenschaftlichen Kongreß in den Räumen der Technischen Hochschule zu Berlin-Charlottenburg veranstalten. Die Bedeutung der Photogrammetrie für die Landesaufnahme und für Ingenieurvermessungen, insbesondere als Stereophotogrammetrie bei bergigem Gelände, ferner für die Architekturvermessung (Staatliche Meßbildanstalt), Körper-, Kriminal- und Röntgenvermessungen sowie für die Vermessung von Meereswellen u. dgl. hat sich durch zahlreiche Arbeiten erwiesen. In letzter Zeit ist das wichtige Gebiet der Landesaufnahme vom Luftfahrzeug sowie die Luftbildmessung hinzugekommen. Es ist beabsichtigt, bei diesem Kongreß durch eine allgemein zugängliche Ausstellung einen Überblick über das Gesamtgebiet der Photogrammetrie zu geben, sowie in einigen allgemein verständlichen Vorträgen Aufklärung über die verschiedenen Fragen der Bildmessung und der Luftbildverwendung zu bringen. Für Fachleute und Freunde der Photogrammetrie sind Sondervorträge, Berichte über die Arbeiten im Ausland und Besichtigungen verschiedener Institute vorgesehen. Interessenten können Näheres durch Regierungsrat Koerner, Berlin-Halensee, Karlsruher Str. 1, erfahren.

Nachdruck verboten.

Verantwortlich für die Redaktion: Oberregierungsrat Professor Dr. F. Göpel in Charlottenburg.
Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Kuratorium:

Prof. Dr. **E. Kohlschütter** in Potsdam, Vorsitzender, Prof. Dr. **R. Straubel** in Jena,
Prof. Dr. **F. Weidert** in Berlin-Zehlendorf, geschäftsführendes Mitglied.

Schriftleitung: Oberregierungsrat Prof. Dr. **F. Göpel** in Charlottenburg-Berlin.

XLVI. Jahrgang. **August 1926.** Achtes Heft.

Über die Verundeutlichung des Bildes photographischer Systeme durch die sphärische Aberration,

unter Berücksichtigung der Helligkeitsverteilung im Zerstreuungskreis, der Art des Objekts und der Schwärzungskurve der photographischen Platte.

Von

J. Flügge in Berlin.

(Schluß von S. 354.)

II. Teil.

Gang der Untersuchungen.

1. Kapitel.

Die Messung der Aberrationen.

Die experimentelle Ermittlung der sphärischen Aberrationsfehler wurde nach der von J. Hartmann angegebenen Extrafokal-Methode[1]) ausgeführt. Von den vielen bestehenden Methoden wurde diese als am vorteilhaftesten erkannt, nicht nur weil dieselbe in der praktischen Optik sehr beliebt ist, sondern auch weil sie große Genauigkeit mit Einfachheit verbindet und photographische Objektive auf photographischem Wege zu prüfen gestattet. Eine kurze Skizzierung der Methode möge folgen. Auf das zu untersuchende Objektiv wird eine Lochblende gesteckt, die auf zwei zueinander senkrechten Durchmessern die zur Ausblendung verschiedener Zonen des Objektivs nötigen Löcher symmetrisch zur Mitte enthält. Der bildseitige Strahlengang besteht dann aus nur wenigen ausgeblendeten Strahlen, die sich bei vollkommener sphärischer Korrektion alle in einem einzigen Brennpunkt vereinigen würden. Bei sphärischer Aberration vereinigen sich jedoch nur die von der gleichen Zone herkommenden Strahlen in einem Achsenpunkt, und die Lage desselben zu dem Brennpunkt der achsennahen Strahlen ist das Maß für die sphärische Aberration der betreffenden Objektivzone Im allgemeinen werden sich nur die durch zwei Löcher des einen Achsenschnitts herausgeblendeten Strahlen der gleichen Zone in einem bestimmten Achsenpunkt vereinigen, während die entsprechenden Strahlen des anderen Achsenschnitts sich in einem Punkt schneiden, der auf der optischen Achse von dem ersten ein kleines Stück abliegt. In diesem Fall liegt bekanntlich Astigmatismus auf der Achse vor.

[1]) J. Hartmann, *Zeitschr. f. Instrkde.* **24.** *1. 33. 97. 1904. Publ. d. Astrophys. Obs. Potsdam Nr. 46, 1908.*

Macht man im Strahlengang in den vom Brennpunkt A gleich weit[1]) entfernten Stellen A_1 und A_2 (Fig. 8) photographische Aufnahmen, so erhält man unscharfe Projektionen der Blendenlöcher. Man mißt die Abstände e_1 und e_2 der beiden Lochbilder, die der gleichen Zone und demselben Achsenschnitt angehören, und kann dann die Lage der zu verschiedenen Zonen gehörigen Brennpunkte A berechnen nach der Formel:

$$A = A_1 + \frac{e_1}{e_1 + e_2}(A_2 - A_1).$$

Bei den Untersuchungen dieser Arbeit hatten die Hartmannblenden für die Aplanate ($f' = 300$ mm, Öffn.-Verh. 1 : 6,8) folgende Konstruktionsdaten:

Abstände der Mitten der vier inneren Löcher vom Zentrum der Blende	2,5 mm
gegenseitige Abstände der Lochmitten	5,0 mm
Durchmesser der Löcher	2,0 mm

Diese Blenden waren aus Messing gefertigt und wurden auf das Objektiv vorn aufgesetzt. Die Lochdurchmesser sollen nach Hartmann 1/200 bis 1/400 der Brennweite betragen; wenn dieselben hier 1/150 der Brennweite betrugen, so geschah dies, um die durch Beugung vergrößerten Lochbilder nicht übertrieben groß zu haben und dadurch die Ausmessung auf dem Meßmikroskop zu erschweren. Der Abstand der Lochmitten voneinander soll das Dreifache der Lochdurchmesser betragen, war hier aber etwas kleiner, weil gegenseitige Beugungseffekte benachbarter Löcher nicht zu befürchten waren, da die photographischen Platten so weit vom Brennpunkt entfernt in den Strahlengang gebracht werden konnten, daß die schwarzen Lochbilder genügend weiten Abstand besaßen. Aus den Objektiven wurden stets fünf Zonen in den oben angegebenen Abständen ausgeblendet, also bis zur Öffnung 22,5 mm gleich f′/6,7. Die Tatsache, daß die äußersten Löcher jenseits der Randöffnung f′/6,8 lagen, war möglich, weil die Versuchsaplanate absichtlich so konstruiert waren, daß die Aperturblenden bis f′/6,3 geöffnet werden konnten. Hierdurch war es möglich, die sphärische Aberration der Randöffnung exakt zu bestimmen. Der paraxiale Bildpunkt dagegen mußte extrapoliert werden. Die Lichtquelle bestand in dem künstlichen Stern, dessen Einrichtung schon auf S. 351 beschrieben wurde. Der Durchmesser seines Diaphragmas betrug 1 mm, erschien also vom Objektiv aus, bei $4^3/_4$ m Abstand, unter einem Winkel von 43″; obwohl dieser Winkel nach Hartmanns Angaben nur 10 bis 20″ betragen soll, wurde die Lochgröße heraufgesetzt, um größere Lichtstärke zu erzielen; denn bis zu einem gewissen Grade ist die Vergrößerung des Diaphragmas noch mit Intensitätssteigerung verbunden. Wegen der verhältnismäßig kurzen Brennweite von Photo-Objektiven ist die hierdurch verursachte Vergrößerung der Lochprojektionen nicht ins Gewicht fallend.

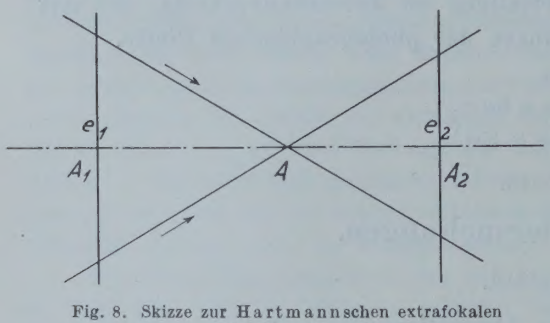


Fig. 8. Skizze zur Hartmannschen extrafokalen Blendenmethode.

Die gegenseitigen Abstände der extrafokalen Einstellungen A_1 und A_2, also die Strecke $A_2 - A_1$ wurde durchweg gleich 200,0 mm gemacht mit einem mittleren Ein-

[1]) Daß A_1 und A_2 von A gleich weit entfernt sind, ist nicht unbedingt notwendig; die Genauigkeit der Aberrationsmessungen ist jedoch im Fall der Gleichheit am größten.

stellungsfehler vom Betrage $\alpha = \pm 0{,}01$ mm. Die Belichtungszeit betrug 3 Min.; diese Expositionsdauer war als besonders vorteilhaft erkannt worden, weil die Lochbilder dann noch gerade gut wahrnehmbar wurden, ohne daß Beugungsringe oder Lichthoferscheinungen dieselben unvorteilhaft vergrößerten. Die Einstellung der Bildmitten unter dem Meßmikroskop gestaltete sich dadurch verhältnismäßig einfach und so genau, daß der mittlere Fehler der gemessenen Punktabstände nur den geringen Wert von $\varepsilon = \pm 0{,}005$ mm errechnen ließ. Die Genauigkeit der extrafokalen Brennpunktsbestimmung wurde hieraus nach der von Hartmann abgeleiteten Formel berechnet. Wenn α der mittlere Fehler einer extrafokalen Einstellung ist, ε der mittlere Fehler einer Messung der Abstände e, so beträgt der mittlere Fehler Δ der Brennpunktsbestimmung

$$\Delta = \sqrt{w_1^2 + w_2^2} \cdot \sqrt{\alpha^2 + \left(\frac{f'}{2h}\right)^2 \varepsilon^2},$$

wo abkürzungsweise

$$w_1 = \frac{e_1}{e_1 + e_2}, \quad w_2 = \frac{e_2}{e_1 + e_2}.$$

Bei symmetrischer Einstellung von A_1 und A_2 zu A ist $\sqrt{w_1^2 + w_2^2} = 0{,}75$. Hieraus und aus den schon oben angegebenen Werten von α und e, $\alpha = \pm 0{,}01$ mm und $\varepsilon = \pm 0{,}005$ mm ergibt sich für Δ:

innerste Zone: $\frac{f'}{2\,h} = 60$; $\Delta = \pm 0{,}225$ mm

Randzone: $= 6{,}67$; $\pm 0{,}026$ mm.

Die sphärischen Aberrationen wurden stets in zwei zueinander senkrechten Achsenschnitten bestimmt. Die erhaltenen Werte unterschieden sich durchschnittlich nur um Beträge von 0,25 mm für achsennahe Zonen und von 0,05 mm für die randnahe Zone. Bis auf die letzteren stimmen also diese Differenzen mit den jeweiligen Fehlergrenzen angenähert überein. Die größeren Unterschiede in Randnähe sind durch die geringen Glasdicken der positiven Linsen am Rande und damit verbundene Durchbiegungen erklärlich. Trotzdem sind die betreffenden Differenzen nicht schädlich, weil sie gegen die Randaberrationen selbst völlig zu vernachlässigen sind.

Die erhaltenen Aberrationen wurden in der üblichen Weise graphisch dargestellt. und die Aberrationskurven gezeichnet (siehe die Tafeln II bis IV); die Höhen wurden für $f' = 400$ mm, die Aberrationen für $f' = 2000$ mm in natürlicher Größe aufgetragen.

2. Kapitel.

Die Herstellung der photographischen Aufnahmen.

Nachdem aus den Hartmannschen Extrafokalaufnahmen der Verlauf der sphärischen Aberrationskurve und der Strahlenverlauf im Brennraum (siehe als Beispiel Fig. 9) bekannt waren, wurden von den im 4. Kapitel des 1. Teils beschriebenen Objekten photographische Bilder hergestellt, wobei die Einstellung der Platte innerhalb der Kaustik und beiderseits darüber hinaus an 10 bis 12 verschiedenen Stellen vorgenommen wurde.

Bei der Aufnahme wurde stets zwei Minuten lang nach der Stoppuhr belichtet. Die Expositionszeit war also nicht zu lang, aber noch so bemessen, daß kleine Zeitfehler, die durch das Ab- und Aufsetzen der Kappe vor dem Objektiv nicht zu vermeiden waren, gegen die ganze Belichtungszeit als sehr klein zu betrachten waren. Diese kleinen Zeitfehler betrugen zusammen nur ca. $^1/_2$ Sekunde.

Die Intensität der Lichtquelle war vor den Versuchen so festgelegt worden, daß eine passende Schwärzung als Standardschwärzung erhalten wurde. Hierzu war die an der Grenze zwischen Normalbereich und Überbelichtung gelegene Schwärzung $S = 1{,}3$[1]) ausersehen worden. Indem mehrere beliebige Schwärzungsmarken entsprechend verschiedenen Intensitäten der Lichtquelle, welch letztere durch die angelegte Spannung charakterisiert waren, aufgenommen und unter dem Hartmannschen Mikrophotometer mit einem geeichten Absorptionskeil photometriert wurden, konnte durch Interpolation

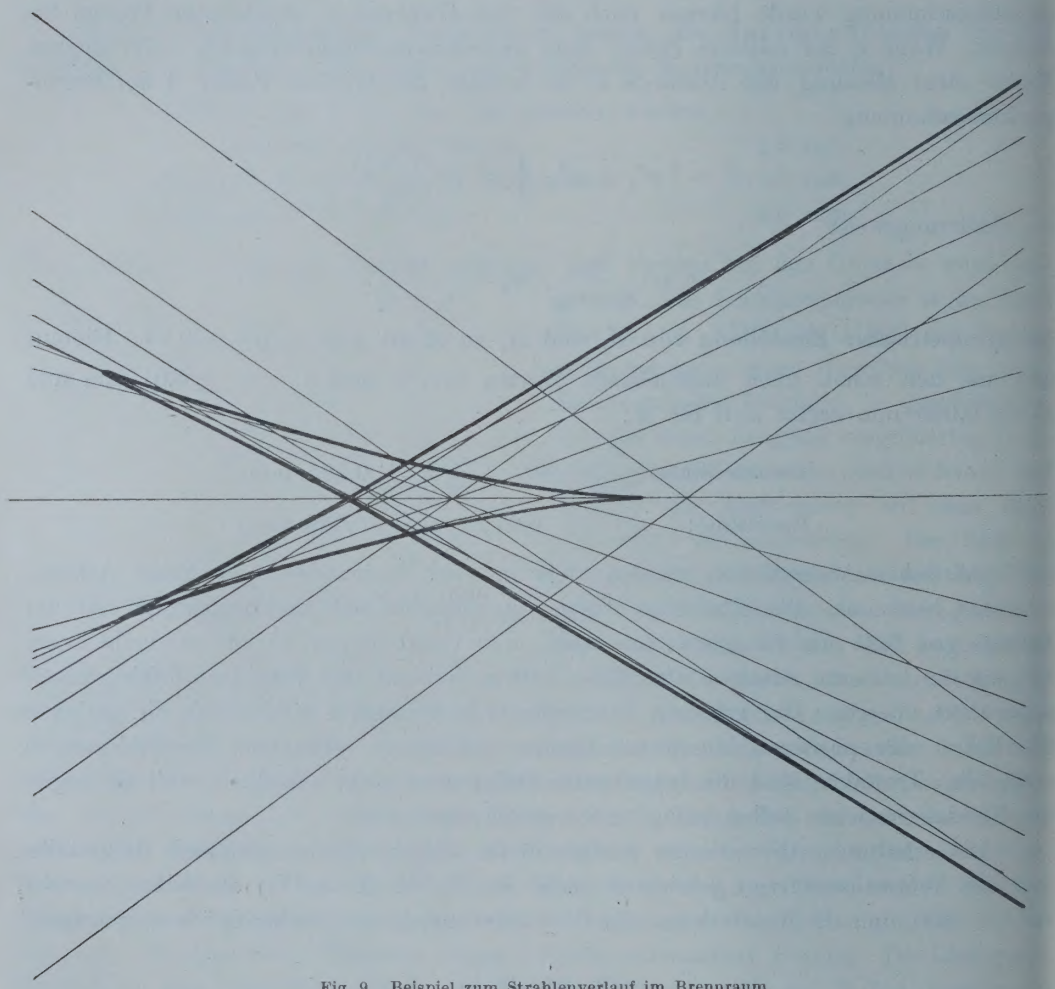


Fig. 9. Beispiel zum Strahlenverlauf im Brennraum.

diejenige Spannung bestimmt werden, die den Glühlampen die gewünschte Intensität verlieh. Diese Intensität hing natürlich nur von dem Öffnungsverhältnis der Objektive ab. Sämtliche Aufnahmen wurden daraufhin mit den festgelegten Intensitäten hergestellt. Während der Belichtung wurde die Spannung stets kontrolliert und bei Schwankungen sofort einreguliert. Die späteren Photometrierungen zeigten, daß die Standardschwärzung um den Mittelwert 1,32 in sehr engen Grenzen schwankte.

Um von Beeinflussung durch verschieden lange Entwicklungszeit der Platten frei zu sein, wurden sämtliche Platten nach Zeit im Standentwickler entwickelt. Die

[1]) vgl. E. Goldberg. Der Aufbau des photographischen Bildes, Enzykl. d. Photographie Nr. 99. S. 68. 1922.

Entwicklerlösung wurde vor jedesmaligem Gebrauch nach folgendem von Hauff angegebenem Rezept frisch angesetzt:

Warmes dest. Wasser	200 ccm
Natriumsulfit, krist.	1,5 g
Soda, krist.	25 g
Glycin-Hauff	1,5 g

dazu noch, wenn alles gelöst,

Kaltes dest. Wasser	800 ccm.

Das Standentwicklungsgefäß gestattete, gleichzeitig 1 Dutzend Platten einzulegen, so daß immer zusammengehörige Plattenserien unter vollkommen gleichen Bedingungen entwickelt wurden. Die Entwicklungsdauer bis zur vollen Ausentwicklung der Platten betrug 25 Minuten. Während derselben wurde die Entwicklerlösung ständig in Bewegung erhalten. Die Temperatur des Entwicklers betrug vor dem Einlegen der Platten ungefähr 14° C und stieg während der Entwicklung auf durchschnittlich 16 bis 17° C. Vor dem Fixieren wurden die Platten erst gründlich gewässert und gewaschen, etwa 15 Minuten lang in fließendem Wasser, weil sich herausstellte, daß die Entwicklersubstanz durch die starke Aufquellung der Gelatineschicht während der langen Entwicklungszeit sehr tief in die Schicht eindrang und beim üblichen leichten Waschen der Platten nicht völlig entfernt wurde. Die Folgen waren weiße Flecken und Schlieren in der fixierten Platte. Dieses Übel wurde erkannt und durch gründliches Waschen vor dem Fixieren verhindert. Nach dem Fixieren wurden die Platten noch kurze Zeit gewässert und sodann 2 Minuten im Härtebad (Formalin 1 : 10) behandelt, um bei dem nachträglichen Trocknen der Platten Dichtigkeitsumlagerungen[1]) in der Gelatineschicht zu verhüten. Die Trocknung wurde in senkrechter Lage vorgenommen, weil die Frage nach der Stellung der Platten beim Trocknen in neuerer Zeit von Schaum und Stoess[2]) dahin beantwortet wurde, daß freiwilliges Trocknen in freier senkrechter Aufstellung für die Gleichmäßigkeit des Trocknungsprozesses am zweckmäßigsten erscheint. Von Hartmann[3]) wurde rasches Trocknen in horizontaler Lage empfohlen, doch sind die Ergebnisse der Untersuchungen von Schaum-Stoess aus zwei Gründen annehmbarer: 1. wird statt raschen künstlichen und daher gezwungenen Trocknens freiwilliges ruhiges Trocknen empfohlen; 2. sind die Arbeiten von Schaum und Stoess solche jüngsten Datums mit neuerem Plattenmaterial. Die betreffende Arbeit von Hartmann ist aber in anderer Beziehung von Wert. Es wird dort nämlich gezeigt, daß alle Platten trotz gleicher Belichtung eine von der Mitte nach dem Rande zunehmende Schwärzungsfähigkeit und außerdem noch wellenartige Schwankungen derselben über der ganzen Platte besitzen. Es ist daher von größter Wichtigkeit, daß zu vergleichende Schwärzungen möglichst nahe beieinander aufgenommen werden und daß man, noch über den sichtbaren Randschleier hinaus, einen breiten Streifen am Rande der Platte von den Aufnahmen ausschließt, jedenfalls dann, wenn Photometrierungen der Schwärzungen vorgenommen werden sollen. Diese Regel wurde bei sämtlichen Aufnahmen befolgt, indem das photographische Bild nebst bestimmten Schwärzungsmarken (vgl. S. 395) möglichst dicht nebeneinander und in der Mitte der Platte aufgenommen wurde. Es wurden also alle erdenklichen Vorsichtsmaßregeln beachtet, um jegliche fehlerhafte Beeinflussung der zu photometrierenden Schwärzungen zu vermeiden.

---

[1]) A. von Odencrants, *Zeitschr. f. wiss. Photographie* **16**. *125. 1916.*
[2]) Schaum-Stoess, *Zeitschr. f. wiss. Photographie* **23**. *52—60. 1924.*
[3]) J. Hartmann, *Jahrb. f. Phot. u. Reprod.-Technik* **20**. *58—62. 1906.*

3. Kapitel.

Die photometrischen Arbeiten.

Innerhalb der auf Grund der Hartmannschen Extrafokalaufnahmen bekannten Kaustik der sphärischen Aberration und beiderseits außerhalb derselben wurden in mehreren verschiedenen Einstellungen photographische Aufnahmen der Testobjekte hergestellt. Während die Schriftbilder nur der qualitativen Beurteilung dienten, wurden die Negativbilder der Lichtkante objektiven photometrischen Bildschärfemessungen unterzogen. Diese Messungen wurden in der Absicht ausgeführt, die Bildschärfe mittels der Kühlschen Kontrasttheorie zu ermitteln. Hierzu war die Bestimmung der vom Auge wahrnehmbaren Begrenzungslinien des Kantenbildes nötig. Die Bildschärfe oder vielmehr die Unschärfe kann zahlenmäßig durch den Abstand der Begrenzungslinien definiert werden. Über die rechnerische Bestimmung der Lage der Kontrastgrenzen sowie über die exakte Definition der Bildschärfe wird erst später (vgl. S. 397ff.) zu sprechen sein. Hier möge zunächst über die Methoden und Hilfsmittel berichtet werden, die die experimentellen Grundlagen für die Ermittlung der Bildgrenzen lieferten.

Diese Grundlagen bestanden in der Kenntnis des Schwärzungsabfalls im Kantenbilde. Es war also nötig, das Kantenbild zu photometrieren. Es ist klar, daß der Schwärzungsabfall sich nur auf eine äußerst kleine Strecke beschränkte. Denn er ergab sich, jedenfalls in erster Linie und unter Vernachlässigung besonderer Beugungseffekte durch Integration aller Zerstreuungskreise, die Lichtpunkten in der Nähe des Kantenobjektes entsprachen. Eine solche Integration erstreckt sich sowohl über alle Lichtpunkte parallel zur Kante als auch senkrecht zu ihr. Die Folge ist, daß der Schwärzungsabfall eine Breite haben muß, die ungefähr gleich ist dem Durchmesser des Zerstreuungskreises. Es möge schon vorweg gesagt werden, daß durch Diffusionseffekte in der photographischen Platte eine Verbreiterung des Schwärzungsabfalls bewirkt wird. Jedenfalls aber stimmen die Ausdehnung von Zerstreuungsscheibchen und Schwärzungsabfall der Größenordnung nach überein. Je nach Korrektion des optischen Systems und Einstellung der photographischen Platte nehmen die Durchmesser der Zerstreuungskreise Werte an, die nach Zehntel-Millimeter oder Bruchteilen davon gemessen werden. Die exakte Bestimmung des Schwärzungsabfalls längs einer so kleinen Strecke erforderte besondere photometrische Vorkehrungen. Anfängliche Versuche, das bekannte Hartmannsche Mikrophotometer[1]) unter Einsetzen eines engen Hilfsspaltes nach der von P. P. Koch angegebenen Methode[2]) zu verwenden, schlugen fehl, so daß die Photometrierungen nur an dem Koch-Goosschen selbstregistrierenden Mikrophotometer im Physikalischen Staatsinstitut zu Hamburg ausgeführt werden konnten.[3]) Benutzt wurde die 46,4fache Übersetzung;[4]) die Breite des zur Ausblendung eines Plattenstücks dienenden Spalts betrug 0,01 mm. Sämtliche Photometrierungen wurden so ausgeführt, daß der Schwärzungsabfall stets in derselben Richtung durchphotometriert wurde, und zwar im tiefschwarzen Gebiet anfangend und im Entwicklungsschleier endigend. Um von etwaigen Trägheitserscheinungen im Ausschlag des Elektrometerfadens Kenntnis zu erlangen, wurde an einer Aufnahme, die besonders steilen Schwärzungsabfall aufwies, probeweise eine anschließende Photometrierung in der entgegengesetzten Richtung

[1]) Hartmann, *Zeitschr. f. Instrkde.* **19**, *97—103, 1899.*

[2]) P. P. Koch, *Ann. d. Phys. (4)* **38**, *507—522, 1912.*

[3]) Mit gütiger Erlaubnis von Herrn Prof. Koch durfte ich die Photometrierungen selbst vornehmen.

[4]) P. P. Koch, *Ann. d. Phys. (4)* **39**, *705—751, 1912;* F. Goos, *Zeitschr. f. Instrkde.* **41**, *313—324, 1921.*

vorgenommen, also vom Entwicklungsschleier aus in Richtung nach dem geschwärzten Gebiet hin. Beim Aufeinanderlegen der beiden photographischen Registrierkurven ließ sich vollkommenste Übereinstimmung im Verlauf der Kurven feststellen, sowohl in sämtlichen Kornzacken als auch in dem sehr steilen Schwärzungsabfall selbst. Um die Übertragung in den Intensitätsabfall des natürlichen Bildes[1]) der Lichtkante zu erhalten, wurde unmittelbar nach jeder Registrierung des Schwärzungsabfalls eine ebensolche für die neben dem Kantenbild befindliche Schwärzungsskala vorgenommen. Diese Schwärzungsskala war mittels eines scharf zeichnenden Reproduktionsobjektivs (Goerz-Artar 1 : 9, $f' = 300$ mm) an einem unter den gleichen Bedingungen wie die Testobjekte beleuchteten Graukeil in natürlicher Größe mit derselben Belichtungszeit von 2 Minuten aufgenommen worden, und zwar unmittelbar neben dem Kantenbilde. Die Keilkonstante betrug 0,45. Die Keillänge von 40 mm war so berechnet, daß die photographische Schwärzungsskala vom Gebiet der Überbelichtung bis zur Schwelle der Entwickelbarkeit reichte. Wegen des nicht-linearen Verlaufs der Elektrometerfadenausschläge im Registrierphotometer in Abhängigkeit von den reziproken Schwärzungen stellten die Registrierkurven kein unmittelbares Bild des Schwärzungsabfalls dar. Vielmehr mußte ein solches erst gewonnen werden, indem mittels der registrierten Schwärzungsskala der photographischen Platte eine Übersetzung in den Intensitätsabfall des natürlichen Bildes der Kante und hieraus mittels der Schwärzungskurve der photographischen Platte eine Übertragung in den wahren Schwärzungsabfall des photographischen Bildes der Lichtkante vorgenommen wurden.

4. Kapitel.

Die Berechnung des Schwärzungsabfalls.

Um die am Schlusse des vorigen Kapitels erwähnten Übertragungen ausführen zu können, mußten die Registrierkurven in rechtwinkligen Koordinaten festgelegt werden. Dies geschah durch Ausmessung derselben am Meßmikroskop. Als Abszissen wurden die Längenverschiebungen in Richtung des Schwärzungsabfalls, also senkrecht zur Kante, genommen, und als Ordinaten die Ausschläge des Elektrometerfadens, d. h. Größen, die den Schwärzungen entsprachen. Die Ausmessung wurde nach gleichen Abszissen-Intervallen von der Länge 0,42 mm (die Begründung dieser Zahl wird erst später klar werden) ausgeführt und die zugehörigen Ordinaten eingestellt und abgelesen. Dann folgte die Übersetzung in den Intensitätsabfall des natürlichen Bildes. Dies geschah mit Hilfe der gewissermaßen als Eichkurve zu betrachtenden Schwärzungsskala. Diese Schwärzungsskala stellte die Elektrometerfadenausschläge als Funktion der Keillängen dar, d. h. als Funktion der Intensitätslogarithmen. Denn die Durchlässigkeit einer absorbierenden Schicht ist logarithmisch von der Dicke derselben abhängig und die Dicke wiederum ist bei einem Keil proportional den Keillängen. Die Benutzung der Schwärzungsskala geschah in der Weise, daß über den Abszissen der Registrierkurven für den Schwärzungsabfall an der Kante diejenigen Keilstellen aufgetragen wurden, bei denen der Ausschlag des Elektrometerfadens in bezug auf die feste Registrierlinie derselbe war wie an der betreffenden Stelle der Registrierkurve. In solcher Art erhielt man direkt den Abfall in den Intensitätslogarithmen des natürlichen Bildes der Kante. Zu bemerken ist hierzu, daß dieser Abfall nicht dem wirklich vorhandenen vollkommen

[1]) Unter dem „natürlichen Bilde" sei hier das von dem optischen System entworfene Luftbild verstanden. Über die Intensitätsverteilung in diesem Bilde wird noch ausführlicher zu sprechen sein (S. 396).

identisch ist, sondern er ist bereits beeinflußt durch die Eigenschaften der photographischen Emulsion hinsichtlich Lichtzerstreuung und Diffusion in der lichtempfindlichen Schicht. Diese Tatsache ist unter den Bedingungen des ganzen hier behandelten Problems nicht als Fehler zu bezeichnen, sondern im Gegenteil als ein Faktor, der die Ergebnisse der Arbeit den wahren Verhältnissen näher rückt, insofern als photographische Objektive dazu dienen, ein scharfes Bild auf der photographischen Platte hervorzurufen, und in photographische Bilder gehen derartige Nebenerscheinungen immer ein, so daß dieselben notwendigerweise bei Schärfebeurteilungen einbezogen werden müssen.

Von den in dieser Weise zu verstehenden natürlichen Bildern der Kante wurde nun übergegangen zu den photographischen Bildern, d. h. es wurden die wahren Schwärzungsabfälle ermittelt, wobei die Schwärzungskurve der photographischen Platte als Hilfsmittel für die Übertragung diente. Die benutzte Schwärzungskurve ergab sich aus experimentellen Untersuchungen, indem mehrere der Schwärzungsskalen am Hartmannschen Mikrophotometer mit einem geeichten Vergleichsabsorptionskeil ausphotometriert wurden. Aus allen gemessenen Werten konnte dann eine mittlere Schwärzungskurve durch Ausgleichung erhalten werden. Das Aussehen dieser Kurve zeigt Fig. 10. Sie stellt die Schwärzung als Funktion relativer Intensitätslogarithmen dar. Man hätte natürlich jede beliebige andere steilere oder flachere Schwärzungskurve ebenso gut wählen können, die Willkür in der Wahl der abgebildeten Kurve wird nachher noch eine besondere Diskussion der Abbildungsschärfe folgen lassen, doch war die hier benutzte Schwärzungskurve nicht nur durch die Versuche gegeben, sondern auch vom Typus der gangbaren photographischen Platten. Sie besaß im Normalbereich ungefähr normale Gradation vom Betrage

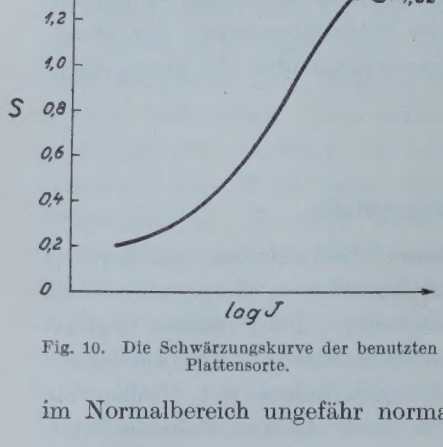


Fig. 10. Die Schwärzungskurve der benutzten Plattensorte.

$$\frac{dS}{d\log J} = 1{,}5\,.$$

Bei der Umrechnung der Intensitätslogarithmen auf die Schwärzungen mit Hilfe der beschriebenen Schwärzungskurve wurde so verfahren, daß als Ausgangsschwärzung diejenige gewählt wurde, die auch bei den praktischen Versuchen als Standardschwärzung galt, nämlich eine Schwärzung an der Stelle der Schwärzungskurve, wo die Grenze zwischen Normalbereich und Überbelichtung zu ziehen ist. Nach Goldberg[1]) hat diese Schwärzung den Wert 1,3. Die in dieser Arbeit gewählte Standardschwärzung betrug 1,32, war also in naher Übereinstimmung mit dem Goldbergschen Werte gewählt worden. Indem also den direkt von Licht getroffenen Plattenstellen die Schwärzung 1,32 zuerteilt wurde, lieferte die Umrechnung der Intensitätslogarithmen den wahren Schwärzungsabfall des photographischen Bildes der Lichtkante, und diese Schwärzungsverteilung konnte den Berechnungen der Kontrastlinien zugrunde gelegt werden.

[1]) l. c.

5. Kapitel.

Die Berechnung der Kontrastgrenzen.

Nach der Kühlschen Kontrasttheorie,[1]) deren Aufstellung durch die Mach-Seeligerschen Untersuchungen über den Intensitätsabfall an Lichtscheiben eingeleitet wurde, sieht das Auge in einem stetigen Lichtabfall gewisse ganz bestimmte Begrenzungslinien. Der Grund hierzu liegt darin, daß das Auge nicht punktweise, sondern mit Netzhautelementen endlicher Ausdehnung, den Netzhautzapfen, empfindet. Maßgebend für das Auftreten von Kontrastlinien ist die Kontrastfunktion

$$\Delta J(x,y) = \frac{\partial^2 J(x,y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 J(x,y)}{\partial y^2}.$$

Diese Funktion ist ein Maß für die Abweichung der Helligkeit $J(x,y)$ in dem Punkte (x,y) von der mittleren Helligkeit der Umgebung dieses Punktes. Je nachdem ΔJ größer oder kleiner als Null ist, erscheint der betreffende Flächenpunkt dunkler oder heller als die Umgebung. Der Flächenpunkt, für welchen $\Delta J = 0$ ist, trennt dunkle von hellen Gebieten. Solche Punkte müssen der Begrenzungslinie eines Objekts angehören. Will man also die Lage der Begrenzungslinien feststellen, so braucht man nur die Funktion ΔJ berechnen und diejenigen Punkte in der Lichtverteilung aufsuchen, wo $\Delta J = 0$ wird. Trotzdem dieses Kriterium nur für das punktförmig empfindende Auge exakt gilt, ist dasselbe dennoch auch bei Schärfebeurteilungen photographischer Bilder anwendbar, wenn man als Maß der Unschärfe die Breite des von allen sichtbaren Begrenzungslinien bedeckten Flächenstücks definiert, wie es in der vorliegenden Arbeit der Fall ist. Sobald die Breite dieses Flächenstücks ein noch näher bestimmbares Maß überschreitet, gelangt die Unschärfe zur Wahrnehmung; unterhalb dieses Betrages aber wird die Unschärfe wegen der endlichen Struktur der Netzhaut nicht mehr als solche erkannt, das Auge sieht scheinbar scharfe Bilder. Nun bietet jedoch die Anwendung der Kontrastfunktion ΔJ auf Daten, die durch das Experiment geliefert wurden, nicht unerhebliche Schwierigkeiten, die in der exakten Bildung der Differentialquotienten zu suchen sind.

Aus diesem Grunde wurde die Kontrasttheorie in etwas anderer Weise angewendet, so wie sie Kühl in seiner Dissertation für den Fall empfiehlt, daß die endliche Ausdehnung der Netzhautzapfen berücksichtigt werden soll. Ein solcher Fall liegt offenbar bei Schärfeuntersuchungen vor, denn hierbei kommt es hauptsächlich darauf an, festzustellen, wann das Auge die Kontrastgrenzen nicht mehr zu trennen vermag, mit anderen Worten, wann das Auge vermöge der endlichen Ausdehnung der Zapfen anfängt, absolut scharf zu sehen. Diese andersartige Behandlung besteht darin, daß man die Lichtverteilung in Streifen von solcher Breite zerlegt, daß jeder Streifen, seiner Breitenausdehnung nach, gerade auf einen Netzhautzapfen abgebildet wird. Die Breite eines solchen Streifens wird vom Auge unter einem Winkel von etwa 1 Bogenminute gesehen; dem entspricht in deutlicher Sehweite (250 mm) die Breite 0,0725 mm. Da in unserem Falle die Schwärzungsverteilung mit dem 46,4fachen der natürlichen Größe am Registrierphotometer gemessen wurde, muß also noch mit diesem Betrage multipliziert werden. Um ferner die Unterscheidungen in der Abbildungsgüte photographischer Systeme noch zu verfeinern, wurde der Fall berücksichtigt, daß die Bilder mit einer Lupe betrachtet

[1]) A. Kühl, Über die Leistungsgrenzen und Empfindungsstärke unseres Sehorgans bei Abbildung von Fixsternen und Planeten mit und ohne Fernrohr. Diss. München 1909; Sirius **52**. 190—199. 1919; *Zeitschr. f. ophthalm. Optik* **8**. *129—146. 1920*; Vierteljahrsschrift d. Astron. Gesellsch. **56**. 165—171. 1921.

werden oder zur Herstellung von Vergrößerungen dienen sollen. Als mittleres Maß der Vergrößerung durch Lupen oder auf andere Weise wurde die Zahl 8 gewählt. Das würde also erfordern, die bisherige Streifenbreite noch durch 8 zu teilen. Dann ergibt sich eine Zerlegung der registrierten Schwärzungsverteilung an der Kante in Streifen von 0,42 mm Breite. Nach Intervallen dieser Länge wurde, wie schon erwähnt, die Ausmessung der Registrierkurven am Meßmikroskop vorgenommen. Der Schwärzungsabfall, oder um eine der bekannten Bezeichnung „Lichtgebirge" analoge Benennung zu gebrauchen, das „Schwärzungsgebirge" des photographischen Bildes der Kante wurde durch die Art der Ausmessung am Meßmikroskop in einzelne Streifen zerlegt. Die über einem jeden solchen Streifen lastende Schwärzungsmasse konnte proportional gesetzt werden der Höhe des Schwärzungsgebirges über der Mitte des Streifens, da der Schwärzungsabfall innerhalb eines solchen Streifens mit großer Annäherung als linear angenommen werden konnte. Man kennt demnach die Schwärzungsmasse über einem jeden Streifen; damit kennt man aber auch die Lichtwirkung auf einer Reihe nebeneinander gelegener Netzhautelemente. Wo werden, von diesem Standpunkt der Kontrasttheorie aus, vom Auge Begrenzungslinien wahrgenommen? Das wird offenbar dort sein, wo die Differenz zwischen zwei benachbarten Lichteindrücken relativ zu den entsprechenden Differenzen in der Umgebung groß ist. Die Richtigkeit dieser Regel leuchtet sofort ein, wenn man den Grundsatz der Kontrasttheorie zu Hilfe nimmt, der von Mach in der folgenden Form ausgesprochen wurde:

„Das Auge schematisiert und karikiert". Dies bedeutet: geringe Intensitätsunterschiede werden verwischt, größere Intensitätsunterschiede werden unverhältnismäßig stark hervorgehoben. Mathematisch formuliert ist demnach eine Begrenzungslinie in der Lichtverteilung dort anzunehmen, wo das Verhältnis benachbarter Intensitätsunterschiede Extremwerte annimmt. Diese Formulierung erfordert meines Erachtens noch eine besondere Beachtung. Die Lichtempfindung ist nach dem Fechnerschen Gesetz dem Logarithmus der Reizgröße proportional und nicht dem Reiz oder der Intensität selber. In dieser Hinsicht muß das Verfahren von Kühl ergänzt werden, da Kühl das oben angegebene Verhältnis zwischen den Differenzen von Intensitäten bildet. Hier werden Differenzen zwischen Schwärzungen gebildet, also zwischen Intensitätslogarithmen, da die Schwärzung bekanntlich eine logarithmische Funktion der Intensität ist. Man kommt dadurch dem physiologischen Sachverhalt der Schärfeempfindung erst auf den Grund.

Deshalb ist die Frage nach der Lage der Kontrastgrenzen hier in der Weise behandelt worden, daß zunächst die Differenzen zwischen benachbarten Schwärzungsmassen gebildet wurden, und dann aufeinanderfolgende Differenzen durcheinander dividiert wurden, wobei immer die kleinere Differenz den Dividendus, die größere den Divisor darstellte. An den Stellen der Schwärzungsverteilung, wo die so gebildeten Verhältnisse Minima aufwiesen, lagen Begrenzungslinien des photographischen Bildes der Kante.

Die beistehende Tabelle dient als Beispiel für eine derartige Berechnung der Kontrastgrenzen. In der ersten Spalte sind die Abszissen, d. h. die Einstellungen der Registrierkurve entlang der Registrierlinie unter dem Meßmikroskop, in Abständen von 0,42 mm, entsprechend 0,00905 mm in Wirklichkeit nach Eliminierung des Übersetzungsverhältnisses des Registrierphotometers, angegeben. Die Ausmessung erstreckt sich im ganzen über eine Breite von 8,82 mm oder zurücktransformiert auf natürliche Größe über 0,19 mm. Die zweite Spalte enthält die Ordinaten der Registrierkurve, d. h. die Ausschläge des Elektrometerfadens, ebenfalls unter dem Meßmikroskop ab-

Beispiel zur Berechnung der Kontrastgrenzen.

Abszissen	Ausschläge des Elektrometerfadens	Intensitätsabfall des natürlichen Bildes	Schwärzungsabfall des photograph. Bildes	Schwärzungsmassen	Differenzen benachbarter Schwärzungsmassen	Verhältnisse benachbarter Differenzen
80,00	81,6	156,0	68,7			
				68,70		
79,58	81,6	156,0	68,7		0,00	
				68,70		—
79,16	81,6	156,0	68,7		0,00	
				68,70		0,000
78,74	81,6	156,0	68,7		0,20	
				68,50		1,000
78,32	81,5	155,0	68,3		0,20	
				68,30		0,750
77,90	81,5	155,0	68,3		0,15	
				68,15		0,500
77,48	81,4	154,0	68,0		0,30	
				67,85		**0,231**
77,06	81,3	153,0	67,7		1,30	
				66,55		0,490
76,64	80,9	147,0	65,4		2,65	
				63,90		0,757
76,22	80,0	140,1	62,4		3,50	
				60,40		**0,642**
75,80	78,7	132,8	58,4		5,45	
				54,95		0,644
75,38	74,8	120,9	51,5		8,45	
				46,50		0,676
74,96	64,1	104,1	41,5		12,50	
				34,00		0,972
74,54	35,5	77,3	26,5		12,85	
				21,15		0,681
74,12	19,9	49,8	15,8		8,75	
				12,40		**0,520**
73,70	13,4	23,4	9,0		4,55	
				7,85		0,560
73,28	11,1	14,2	6,7		2,55	
				5,30		0,607
72,86	8,3	4,0	3,9		1,55	
				3,75		**0,161**
72,44	8,0	2,9	3,6		0,25	
				3,50		0,800
72,02	7,8	2,3	3,4		0,20	
				3,30		1,000
71,60	7,6	1,7	3,2		0,20	
				3,10		
71,18	7,4	1,2	3,0			

gelesen. In der dritten Spalte sind die Ausschläge mittels der registrierten Schwärzungsskala in die Intensitäten des natürlichen Bildes, und zwar in Werten proportional $\log J$ übertragen. Die vierte Spalte zeigt in ähnlicher Weise die Rückübersetzung der Intensitätslogarithmen in wahre Schwärzungen (in willkürlichen Koordinaten gemessen) mit Hilfe der Schwärzungskurve der photographischen Platte. Die Zahlen unter der fünften Spalte sind die arithmetischen Mittel der Schwärzungen der vorigen Spalte und geben in größter Annäherung die über den Streifen der Einteilung lastenden Schwärzungsmassen an, in Koordinaten, die den wahren Schwärzungsmassen proportional sind. In den beiden letzten Spalten schließlich sind die Differenzen benachbarter Schwärzungsmassen und die Verhältnisse der Differenzen angeführt. Die Minima der letzteren sind durch fetten Druck hervorgehoben und es ist ohne weiteres zu erkennen, daß die ausgeprägtesten Minima nahe dem Anfang und dem Ende des steilsten Schwärzungsabfalls liegen, dazwischen befinden sich zwei weitere, aber bedeutend schwächere Minima. Die Lage der Minima stimmt mit Kontrastlinien überein, so daß im angegebenen Beispiel der Abstand der stärksten Kontrastlinien 4,62 mm oder in natürlicher Größe 0,0996 mm beträgt.

Meistens waren in einem einzigen Bilde eine ganze Anzahl von Begrenzungslinien zu finden, wichtig waren jedoch nur die beiden, welche den größten gegenseitigen Abstand hatten, d. h. diejenigen, die am nächsten dem unbelichteten und dem belichteten Teil der Platte lagen. Diese beiden Linien waren zugleich die stärksten und daher am deutlichsten wahrnehmbaren. Sie lagen vornehmlich in nächster Nähe derjenigen Punkte der Schwärzungsverteilung, wo der plötzliche Schwärzungsabfall einsetzte und abbrach.

In besonders scharfen Kantenaufnahmen, also solchen, die einen äußerst steilen Schwärzungsabfall zeigten, machte sich sehr deutlich eine Erscheinung geltend, die in der photographischen Wissenschaft als „Eberhard-Effekt“[1]) bekannt ist. Es zeigte sich nämlich, daß vor Beginn des Schwärzungsabfalls erst noch eine mehr oder weniger starke Zunahme der Schwärzung stattfand und daß am Ende des steilen Abfalls kein stetiger Uebergang in den Entwicklungsschleier vorlag, sondern daß dazwischen noch ein Gebiet Platz griff, wo fast gar kein Schleier zu bemerken war. Diese Erscheinung war nicht etwa eine durch kontrasttheoretische Überlegungen zu erklärende Täuschung, sondern trat wirklich auf, denn die photographischen Registrierungen zeigten den Effekt sehr deutlich (Fig. 11 und 12).

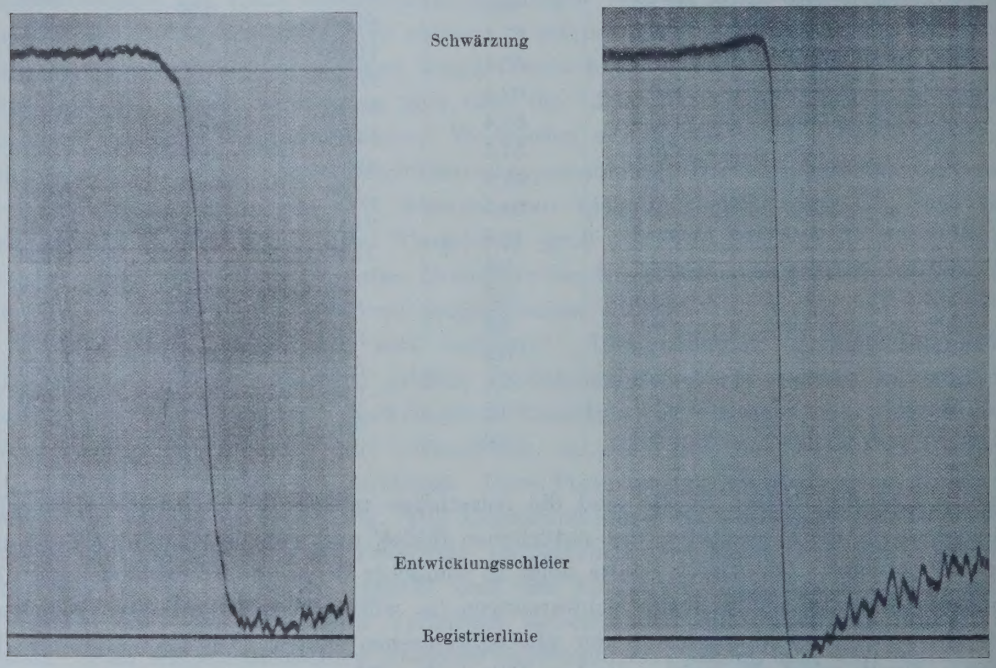


Fig. 11. Ohne Eberhard-Effekt. Fig. 12. Mit Eberhard-Effekt.
Kopien von Registrierkurven des Kantenobjekts.

Dieser Effekt läßt sich chemisch erklären, indem nämlich in dem Gebiete vollkommener Schwärzung beim Entwickeln sehr viel Bromionen frei werden, die durch die Bewegung der Entwicklerflüssigkeit seitlich verteilt werden. Freie Bromionen setzen bekanntlich die Schwärzungsfähigkeit des Entwicklers herab. Am Rande des schwarzen Gebietes sind weniger Bromionen vorhanden, als im schwarzen Gebiet selbst; denn in den nicht von Licht getroffenen Gebieten wird nur sehr wenig Silber ausgefällt, so daß von dort her auch nur wenig Bromionen in das schwarze Gebiet übertreten können. Also muß am Rande zunächst eine Zunahme der Schwärzung stattfinden. Andererseits aber treten vom schwarzen Gebiet her in die Randpartien des Entwicklungsschleiers mehr Bromionen ein als in entfernter gelegene Teile des Entwicklungsschleiers, so daß also an der Kante die Bildung des Entwicklungsschleiers gehemmt wird, d. h. zwischen Schwärzungsabfall und Entwicklungsschleier liegt ein Gebiet, das fast ohne jeden Schleier ist. Dieses regelmäßige Auftreten des Eberhardeffekts bei scharfen Aufnahmen beeinflußte die

[1]) G. Eberhard. *Phys. Zeitschr.* **13.** *288—292. 1912.*

Lage der Bildgrenzen in merkbarer Weise, insofern nämlich die äußeren Grenzen durch ihn noch weiter auseinander gerückt wurden und dadurch eine Herabsetzung der Bildschärfe stattfand. Der Einfluß des Eberhardeffekts ist also offensichtlich der Bildgüte schädlich, trotzdem durfte er nicht übergangen werden, wie das bei allen bisherigen Bildschärfeuntersuchungen geschah, indem immer nur das visuelle und nicht das photographische Bild den Messungen zugrunde gelegt wurde. Die Lage der Bildgrenzen war hiermit in eindeutiger Weise festgelegt, und die erhaltenen Ergebnisse konnten nun zur quantitativen Auswertung der Abbildungsgüte verwendet werden.

III. Teil.

Ergebnisse und Folgerungen.

1. Kapitel.

Die Unschärfen-Diagramme und ihre Bedeutung.

Nach der schon im Vorhergehenden gegebenen Definition wird die Unschärfe des Bildes einer Lichtkante gemessen durch die Breite des von den Kontrastlinien bedeckten Flächenstücks. Die Kenntnis über die gegenseitige Entfernung dieser Linien hat die Möglichkeit gegeben, jeder Einstellung in der Kaustik der sphärischen Aberration einen bestimmten zahlenmäßigen Wert der Unschärfe beizulegen. Trägt man diese Werte für jedes der benutzten Objektive in einem rechtwinkligen Koordinatensystem als Ordinaten auf und als Abszissen die Einstellungen in der Kaustik, so lassen sich die aufgetragenen Punkte durch einen Kurvenzug verbinden, der die Gestalt eines mehr oder weniger weit geöffneten Winkels mit geradlinigen Schenkeln zeigt. Der Scheitel eines solchen Winkels entspricht einem Minimum der Unschärfe, seine Abszisse charakterisiert also die „beste“ Einstellung des Bildes. Diese Diagramme für den Verlauf der Unschärfe sind in den Tafeln II bis IV in die Bilder der sphärischen Aberrationskurven eingezeichnet, wobei die senkrechten Linien die „beste“ Einstellung noch besonders hervorheben. Die Auftragung der Unschärfe als Ordinate in den betreffenden Bildern ist für die Brennweite $f' = 30000$ mm in natürlicher Größe vorgenommen worden. Um also die Werte auf 100 mm Brennweite umzurechnen, müssen die in den Bildern in mm gemessenen Ordinaten durch 300 dividiert werden; dann erhält man die Unschärfe in mm für $f' = 100$ mm Brennweite. Diese Kurven sind von der größten Wichtigkeit, denn aus ihnen lassen sich bedeutsame Schlüsse ziehen.

I. Zunächst sind die „besten“ Einstellungen unmittelbar zu erkennen. Bei der Betrachtung ihrer Lage ergibt sich folgende Gesetzmäßigkeit.

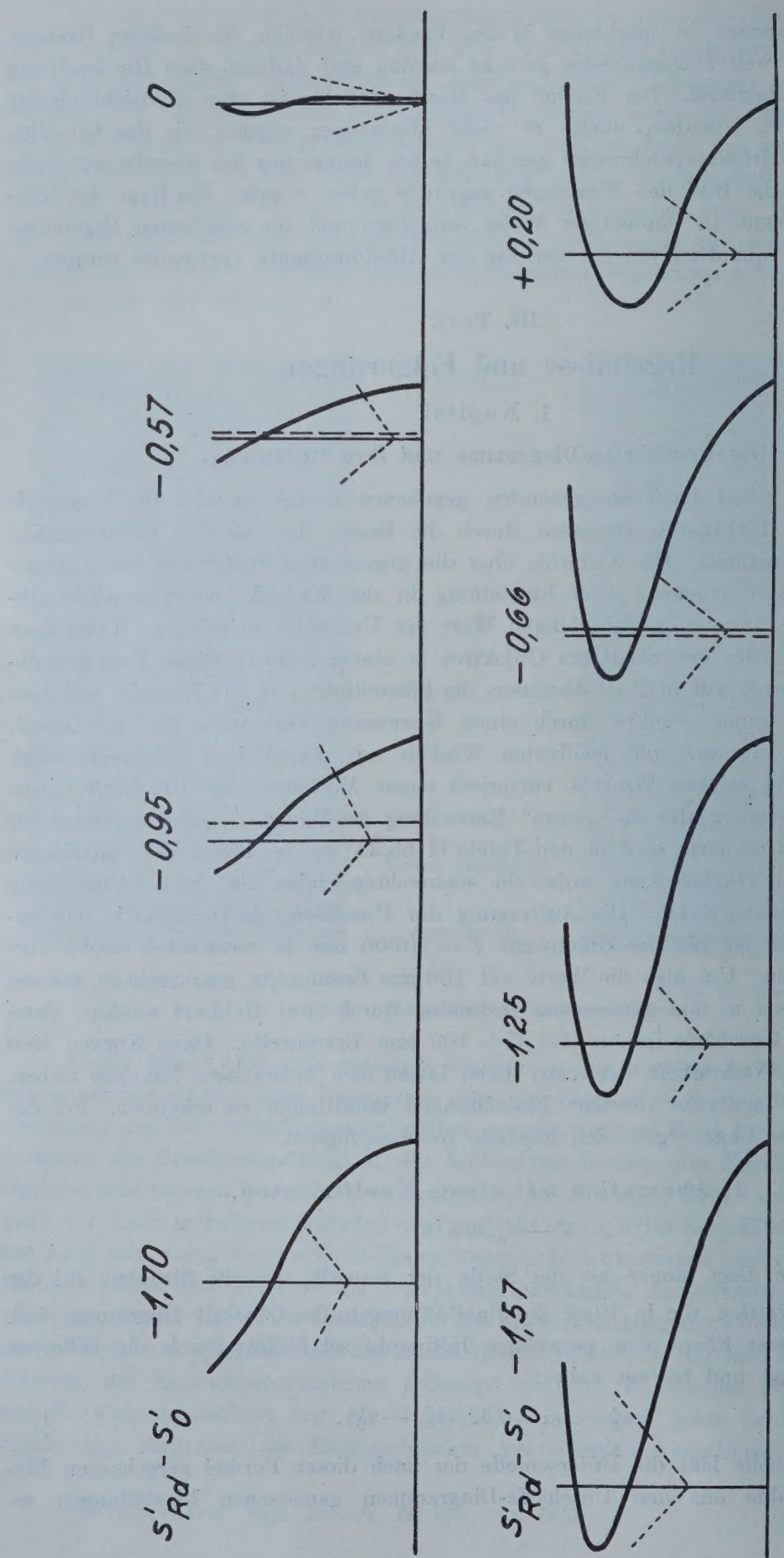
1. Aberration mit einem Koeffizienten.

$$s' - s'_0 = a \cdot h^2 .$$

Die Einstellebene liegt immer an der Stelle der Kaustik, wo die Strahlen auf der Achse vereinigt werden, die in $\sqrt{0{,}62}$ der Randöffnung in das Objektiv eingetreten sind. Der Abstand dieser Ebene vom paraxialen Bildpunkt sei hinfort durch die Differenz $s'_E - s'_O$ bezeichnet und beträgt daher:

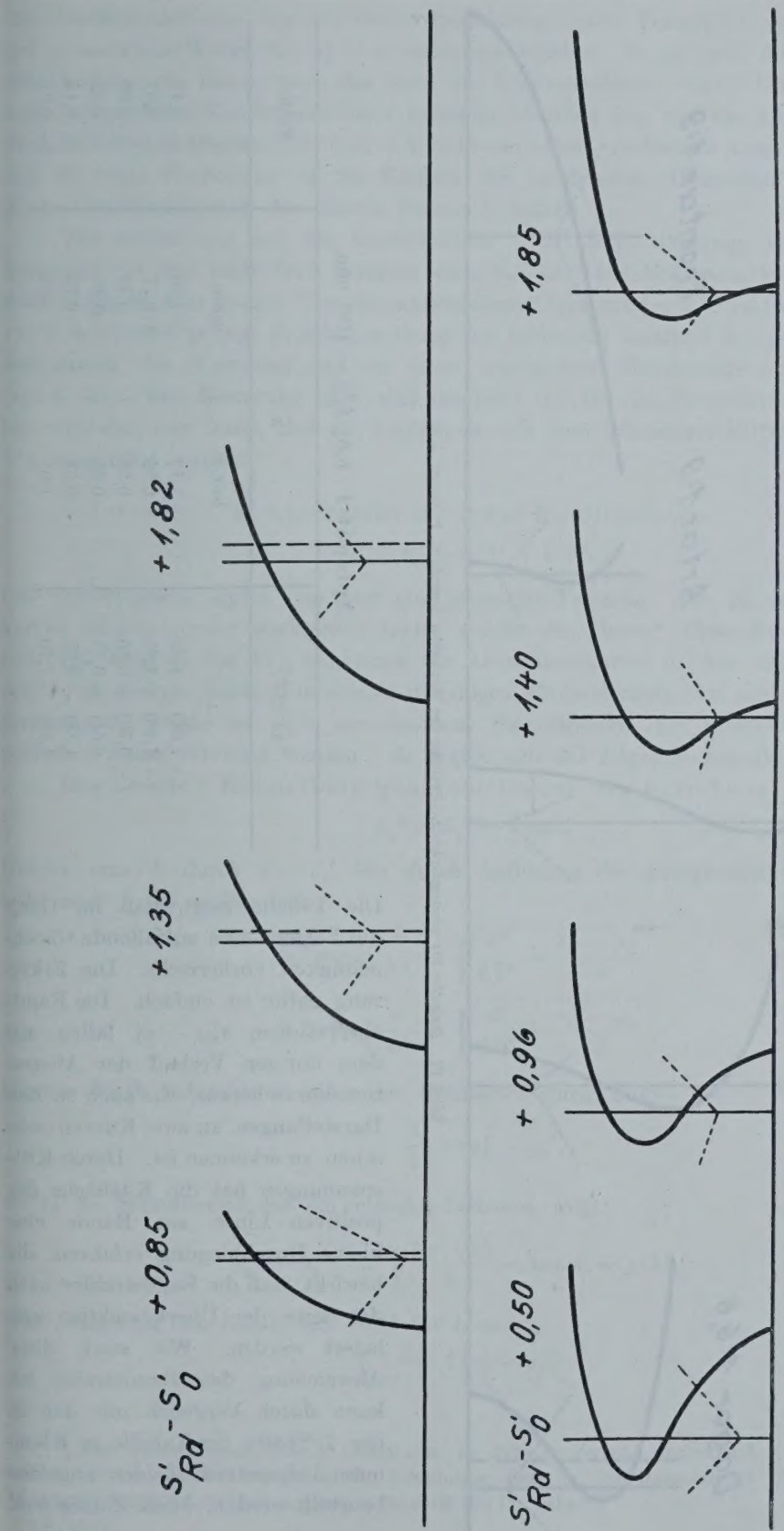
$$s'_E - s'_O = 0{,}62 \ (s'_{Rd} - s'_O) . \qquad 1)$$

Die folgende Tabelle läßt die Unterschiede der nach dieser Formel gerechneten Einstellungen von den aus den Unschärfe-Diagrammen gemessenen Einstellungen erkennen:

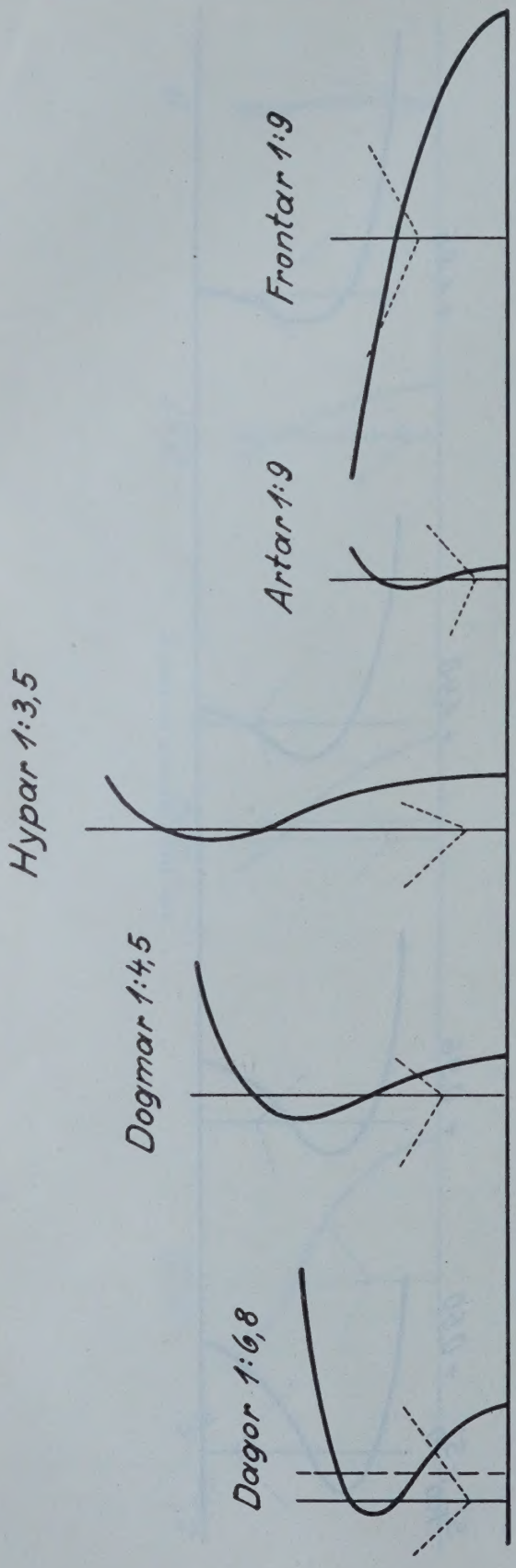


Tafel II. Aberrationskurven nebst Unschärfen-Diagrammen.

——— gemessene beste Einstellung der Lichtkante. – – – – – – berechnete beste Einstellung der Lichtkante. ..... Unschärfe (für $f' = 30000$ mm in nat. Gr.).



Tafel III. Fortsetzung von Tafel II.



Tafel IV. Dasselbe für photographische Systeme der Optischen Anstalt C. P. Goerz A.-G.

Aplanat 1 : 6,8; $f'_{0F} = 100$ mm.

$s'_{Rd} - s'_0$	$s'_E - s'_0$ ber.	$s'_E - s'_0$ gem.	Fehler
(+1,61) +1,82	+1,13	+1,00	−0,13
(+1,24) +1,35	+0,84	+0,77	−0,07
(+0,79) +0,85	+0,53	+0,49	−0,04
(−0,61) −0,57	−0,35	−0,38	+0,03
(−1,18) −0,95	−0,59	−0,73	+0,14
(−1,68) −1,70	−1,05	−1,04	−0,01

Die Tabelle zeigt, daß im Gang des Fehlers eine auffallende Gleichmäßigkeit vorherrscht. Die Erklärung dafür ist einfach. Die Randaberrationen $s'_{Rd.} - s'_0$ fallen aus dem übrigen Verlauf der Aberrationskurve heraus, wie auch in den Darstellungen an zwei Kurven sehr schön zu erkennen ist. Durch Kittspannungen hat die Kittfläche der positiven Linse am Rande eine kleine Durchbiegung erfahren, die bewirkt, daß die Randstrahlen nach der Seite der Überkorrektion verlagert werden. Wie stark diese Abweichung des Randstrahls ist, kann durch Vergleich mit den in der 1. Spalte der Tabelle in Klammern beigesetzten Zahlen ungefähr beurteilt werden. Diese Zahlen sind

die Randaberrationen, wie sie durch Berechnung nach Formel 1) unter Einsetzung der gemessenen Werte für $s_E' - s_0'$ entstehen würden. Es ist ganz deutlich, daß der Strahlengang am Rande nach der Seite der Überkorrektion neigt. Die in den Klammern mitgeteilten Randaberrationen kommen überdies den von der Aplanat-Rechnung vorgeschriebenen Werten 1,5; 1,0; 0,5 teilweise näher. Jedenfalls kann man annehmen, daß die beste Einstellung in der Kaustik der sphärischen Aberration mit nur einem Aberrationskoeffizienten das Gesetz Formel 1) erfüllt.

Die Anwendung auf das Goerz-Frontar 1:9[1]) zeigt allerdings, daß die Einstellkonstante bei ihm nicht 0,62, sondern etwa 0,5 ist. Die Erklärung hierfür wird sein, daß infolge der sehr starken Unterkorrektion dieses Objektivs (— 3,3 mm für $f' = 100$ mm; vgl. S. 409) eine geringe Falscheinstellung der Irisblende während der photographischen Aufnahmen des Kantenobjekts zu einer erheblichen Blendendifferenz führen kann (vgl. S. 411). Die Rechnung zeigt, daß der Wert 0,5 für die Einstellkonstante dadurch hervorgerufen sein kann, daß die Aufnahmen mit dem Öffnungsverhältnis 1:10 anstatt 1:9 ausgeführt wurden.

2. Aberration mit zwei Koeffizienten:

$$s' - s_0' = a \cdot h^2 + b \cdot h^4 .$$

Das Einstellgesetz ergibt sich hier aus folgender Tatsache. Die in den Aberrationskurven eingezeichnete senkrechte Linie, welche die „beste" Einstellung hervorheben soll (vgl. Tafel II bis IV), schneidet die Aberrationskurve in den beiden Höhen h_1 und h_2 ($h_2 > h_1$). Diese Höhen sind diejenigen Einfallshöhen, von denen die Strahlen herkommen, welche in dem gemeinsamen Schnittpunkt der Einstellebene mit der optischen Achse vereinigt werden. Es ergibt sich der folgende grundlegende Satz:

Die „beste" Einstellung gehorcht immer der Beziehung

$$h_2^2 - h_1^2 = \text{konst.}$$

Drückt man h durch $s' - s_0'$ aus durch Auflösung der zweigliederigen Aberrationsreihe nach h, so ergibt sich:

$$h_1^2 = -\frac{a}{2b} - \sqrt{\frac{a^2}{4b^2} + \frac{s_E' - s_0'}{b}}$$

$$h_2^2 = -\frac{a}{2b} + \sqrt{\frac{a^2}{4b^2} + \frac{s_E' - s_0'}{b}} .$$

Hieraus durch Subtraktion und unter Berücksichtigung, daß

$$-\frac{a^2}{4b} = s_Z' - s_0' ,$$

wo s_Z' die Schnittweite des Zonenstrahls bedeutet, folgt:

$$h_2^2 - h_1^2 = 2\sqrt{\frac{s_E' - s_Z'}{b}} = \text{konst.} = c \cdot h_{\text{Rd}}^2 .$$

Setzt man nun den bekannten Wert für b ein:

$$b = -\frac{4(s_Z' - s_0')}{h_0^4} ,$$

[1]) Das Goerz-Frontar 1:9, $f' = 300$ mm ist für die Zwecke dieser Arbeit besonders konstruiert worden; es kommt in seiner Ausführung dem in der Patentschrift D.R.P. Nr. 413536 (14. August 1923) beschriebenen zweiten Beispiel (1:11) nahe.

wo h_0 die korrigierte Öffnung bedeutet, so läßt sich in einfacher Weise finden:

$$s_E' - s_0' = (s_Z' - s_0')\left[1 - c^2\left(\frac{h_{Rd}}{h_0}\right)^4\right]. \qquad 2)$$

Dieses ist das Einstellgesetz, dem die Aberration mit zwei Koeffizienten folgt. Die Konstante c ergab sich aus den Messungen zu 0,505. Diese Konstante zeichnet sich durch zwei Eigenschaften aus:

1. Indem sie auf 0,5 abgerundet wird, läßt sie eine grundlegende Deutung zu, indem nämlich bekannterweise 0,5 oder $\sqrt{\frac{1}{2}}^2$ der Faktor ist, durch den das Höhenquadrat der Zone gegenüber dem Quadrat der korrigierten Öffnung gemessen ist.

2. Ergeben die bald 100 Jahre zurückliegenden theoretischen Untersuchungen von Gauß[1]), daß die beste Einstellung (beim besten Korrektionszustand) so liegt, daß

$$h_1 = \sqrt{\frac{3}{5} - \frac{\sqrt{6}}{10}}\, h_{Rd}$$

$$h_2 = \sqrt{\frac{3}{5} + \frac{\sqrt{6}}{10}}\, h_{Rd}.$$

Also:

$$\frac{h_2^2 - h_1^2}{h_{Rd}^2} = c = 0{,}49.$$

Das ist offensichtlich ein Wert, der von dem Werte $c = 0{,}505$ nur sehr wenig abweicht.

Die folgende Tabelle gibt wieder die Unterschiede zwischen Rechnung und Messung an.

Aplanat 1:6,8; $f_{0F}' = 100$ mm.

$s_{Rd}' - s_0'$	$s_Z' - s_0'$	h_0	h_{Rd}	$s_E' - s_0'$ ber.	gem.
— 1,57	— 2,95	8,33		— 2,50	— 2,48
— 1,25	— 2,60	8,30		— 2,19	— 2,19
— 0,66	— 2,15	8,18		— 1,79	— 1,75
+ 0,20	— 1,45	7,30	$f'/13{,}6$	— 1,07	— 1,08
+ 0,50	— 1,15	7,08		— 0,81	— 0,82
+ 0,96	— 0,70	6,80		— 0,46	— 0,46
+ 1,40	— 0,40	5,78		— 0,13	— 0,12
+ 1,85	— 0,25	5,43		— 0,04	— 0,05

Die Differenzen zwischen gemessenen und berechneten Werten bleiben ersichtlich sehr klein; daher scheint das Einstellgesetz anwendbar. Die Probe auf das Exempel möge sofort folgen, indem die Brauchbarkeit des Gesetzes an Hand einiger Goerz-Objektive geprüft wird:

Objektiv $f_{0F}' = 100$ mm	$s_Z' - s_0'$	h_0	h_{Rd}	$s_E' - s_0'$ ber.	gem.
Dagor[2])	— 0,80	6,65	$f'/13{,}6$	— 0,50	— 0,70
Dogmar	— 0,46	10,00	$f'/\ 9{,}0$	— 0,28	— 0,28
Hypar	— 0,45	14,30	$f'/\ 7{,}0$	— 0,34	— 0,35
Artar	— 0,16	5,12	$f'/18{,}0$	— 0,10	— 0,09

[1]) Siehe Seite 334—335.

[2]) Näheres über die obigen Goerz-Objektive siehe in den folgenden Literaturstellen bzw. Patentschriften: Dagor, D.R.P. Nr. 74437; Dogmar, D.R.P. Nr. 258495; Artar, vgl. Celor, D.R.P. Nr. 109283; Hypar, Katalog der Opt. Anstalt C. P. Goerz.

Aus dieser Tabelle geht hervor, daß Artar, Hypar und Dogmar dem Gesetz sehr gut folgen, Dagor dagegen sehr schlecht. Letzteres ist nicht verwunderlich, weil Untersuchungen über die Anwendung der zweigliedrigen Aberrationsreihe, die vor einigen Jahren in der optischen Anstalt C. P. Goerz angestellt wurden, gezeigt haben, daß sich der Korrektionszustand des Dagor nicht durch zwei Koeffizienten erschöpfend darstellen läßt, daß vielmehr noch höhere Glieder herangezogen werden müssen. Der Dagor gehört also gar nicht unter diese Gruppe und kann daher das für die Aberration mit zwei Koeffizienten abgeleitete Einstellgesetz nicht erfüllen. Die Richtigkeit des Gesetzes wird aber durch die Anwendung desselben auf die andern Objektive vollauf bestätigt.

Überraschend ist, daß die Untersuchungen über das Problem der Einstellung bereits von Gauß in richtiger Erkenntnis durchgeführt wurden. Wie aus der historischen Zusammenstellung in der Einleitung dieser Arbeit (S. 337) ersichtlich ist, scheint die Gaußsche Theorie der Totalundeutlichkeit einen sehr wahren Kern zu haben, denn die beste Einstellung ergibt vollkommene Übereinstimmung zwischen Experiment und Gaußscher Theorie, ein Ergebnis, das auch schon von K. W. F. Kohlrausch bestätigt wurde, so daß naturgemäß auch der von Kohlrausch angegebene Zahlenwert für die beste Einstellung mit dem meinigen gut zusammenfällt.

Eine kurze Behandlung möge noch die Frage erfahren, wie die beste Einstellung in bezug auf den Strahlenverlauf im Brennraum liegt. Bekanntlich besitzt das bildseitige Strahlenbündel bei sphärischer Aberration mit einem Koeffizienten eine engste Einschnürung K an der Stelle, wo die Beziehung gilt:

$$s_K' - s_0' = \frac{3}{4}(s_{Rd}' - s_0').$$

Da die beste Einstellung E jedoch dem Gesetz

$$s_E' - s_0' = 0{,}62\,(s_{Rd}' - s_0')$$

genügt, so fällt sie offenbar nicht in die Ebene der engsten Einschnürung. Bei der Aberration mit zwei Koeffizienten läßt sich außer der engsten Einschnürung des ganzen Strahlenbündels noch eine zweite engste Einschnürung k erkennen, die sich nur auf die kaustische Fläche erstreckt (in der Literatur spricht man von den außeraxialen Doppelpunkten der Kaustik); man vergleiche als Beispiel Fig. 9. Diese engste Einschnürung gehorcht der Gleichung

$$s_K' - s_0' = \frac{4}{5}(s_Z' - s_0').^{1})$$

Im allgemeinen fällt die beste Einstellung auf Grund der Gleichung 2) nicht in diese ausgezeichnete Ebene. Aber für einen bestimmten Korrektionszustand tritt dies doch ein, und zwar für den Korrektionszustand:

$$\frac{s_{Rd}' - s_0'}{s_Z' - s_0'} = +0{,}38.$$

II. Des weiteren ist unmittelbar der „beste“ Korrektionszustand abzuleiten. Wie schon in der Einleitung hervorgehoben wurde, ist darunter derjenige sphärische Korrektionszustand zu verstehen, der „beste“ Bildschärfe im absoluten Sinne liefert. Nach dem dieser Arbeit zugrunde gelegten Kriterium ist daher als bester sphärischer Korrektionszustand innerhalb des betreffenden Korrektionstypus mit zwei Koeffizienten

[1]) M. Berek und A. Driesen, *Central-Ztg. f. Opt. u. Mech.* **41**. *325—328. 1920.*

derjenige anzusprechen, der ein absolutes Minimum der Unschärfe ergibt. Trägt man die relativen Minima, d. h. die Unschärfen in den besten Einstellungen als Funktion der Randaberrationen auf, wie Fig. 13 zeigt, so liegt das absolute Minimum etwa bei $s'_{Rd} - s_0' = +0{,}4$ mm. Hierzu gehört die Zonenabweichung $s'_Z - s_0' = -1{,}2$ mm. Der „beste" Korrektionszustand ist also durch das Verhältnis

$$\frac{s'_{Rd} - s_0'}{s'_Z - s_0'} = -\frac{1}{3}$$

charakterisiert. Entgegen den in der Einleitung mitgeteilten historischen Daten, die alle auf Unterkorrektion und nur in einem einzigen Fall auf völlige Korrektion des Randes hinausliefen, ergibt sich aus den Untersuchungen dieser Arbeit eine schwache Überkorrektion als vorteilhaft.

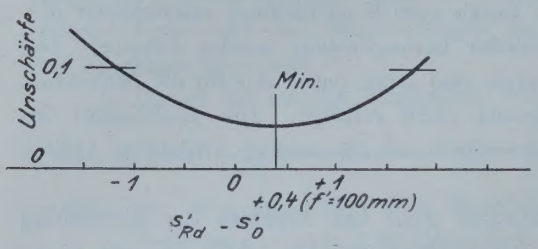


Fig. 13. Die Unschärfe in den besten Einstellungen als Funktion der sphärischen Randkorrektion. Um das Minimum der Unschärfe deutlich zu gestalten, ist der Maßstab so gewählt, daß die mit 0,1 bezeichnete Unschärfe für $f' = 300$ mm gilt.

Die Ursache dieser Abweichung von bisherigen Ergebnissen ist damit zu erklären, daß alle diese Untersuchungen ein nur experimentell zu lösendes Problem auf mehr oder weniger rein theoretische Weise lösen wollten, wobei die theoretischen Grundlagen teilweise auf sehr willkürlichen Annahmen beruhten, und daß außerdem, wenn wirklich praktische Erfahrungen vorlagen, diese nur den Zweck hatten, einer der bestehenden Theorien einen Schein von experimenteller Bestätigung zu geben. Der Hauptfehler der bisherigen Arbeiten lag darin, daß dieselben auf sehr unsicheren Hypothesen aufgebaut wurden, ohne das Problem ganz und gar durch das Experiment zu lösen. In der vorliegenden Arbeit konnte bezüglich der besten Einstellung eine hervorragende Anlehnung an die Gaußschen Ergebnisse erkannt werden, und doch versagt das Gaußsche Kriterium bei der Frage nach dem besten Korrektionszustand.

III. Ferner bestätigt die Betrachtung der Unschärfen-Diagramme die bisherigen Erfahrungen über die Abbildungstiefe. Diese kommt in der Neigung der Unschärfekurven gegen die Horizontale zum Ausdruck, insofern einer schwachen Neigung eine große Tiefe, einer starken Neigung dagegen eine nur geringe Tiefe der Abbildung entspricht. Die Bestätigung durch diese Arbeit bezieht sich auf die Erfahrungstatsache, daß ein guter sphärischer Korrektionszustand den Nachteil geringer Tiefe besitzt, daß jedoch die Tiefe erhöht wird, wenn die sphärischen Fehler zunehmen. Außerdem ergibt sich, daß die Tiefe der Abbildung auch vom Öffnungsverhältnis in der Weise abhängt, daß sie bei kleineren Werten desselben größer ist als bei relativ großen Öffnungen bei sonst gleichartiger sphärischer Korrektion (vgl. Tafel IV, Artar und Hypar).

IV. Die Frage, ob überhaupt eine Korrektion von Photo-Objektiven durch Einführung des Zonengliedes größere Vorteile besitzt als reine sphärische Aberration von derselben Randabweichung, läßt sich mit Hilfe der folgenden Tabelle beantworten, welche die Unschärfe der besten Einstellung für stufenweise fortschreitende Randaberrationen angibt. Diese Tabelle zeigt, daß reine sphärische Aberration zwischen $-1{,}50$ und $+0{,}80$ schärfere Bilder liefert als die Aberration mit zwei Koeffizienten, bei welcher die Zonenfehler negative Werte haben, wobei jedoch zu beachten ist, daß die Daten unter der letzten Spalte wegen der speziellen Wahl des verwendeten Korrektionstypus nicht allgemeine Gültigkeit zu beanspruchen haben. Hier läßt sich sagen: Gleichheit in der Abbildungsgüte besteht bei $+0{,}80$ mm Randaberration; noch stärkere po-

Unschärfe:

$s'_{Rd} - s'_0$	1 Koeffizient	2 Koeffizienten
	$f'_{0F} = 100$ m	
mm	mm	mm
— 1,50	0,033	0,041
— 1,00	0,023	0,029
— 0,50	0,012	0,020
0	0	0,016
+ 0,50	0,009	0,014
+ 0,75	0,014	0,015
+ 1,00	0,019	0,017
+ 1,50	0,029	0,026

sitive Werte der letzteren geben den Aberrationen mit zwei Koeffizienten den Vorzug. Daß dagegen die Aberration mit zwei Koeffizienten unterhalb der Randabweichung + 0,8 mm durchweg schlechtere Bilder liefert als gewöhnliche sphärische Aberration von gleicher Randabweichung, ist darauf zurückzuführen, daß dann die Zonenfehler sehr stark sind. Bei einem Typus mit geringeren Zonenfehlern werden die Unschärfen der Aberration mit zwei Koeffizienten kleinere Werte annehmen, so daß der Punkt, wo gleiche Abbildungsgüte vorliegt, vom Aberrationswerte + 0,80 nach kleineren positiven Werten rückt.

Die praktische Anwendung der eben hergeleiteten Ergebnisse auf das Goerz-Frontar 1 : 9 läßt folgendes erkennen: die auf $f' = 100$ mm reduzierte Unschärfe in der besten Einstellung beträgt für das Frontar 0,042 mm, also etwa ebensoviel wie die Unschärfe des Aplanaten von der Form „Flint voraus“ mit — 1,50 mm Randaberration; dagegen hat das Frontar die Randaberration — 3,3 mm für $f' = 100$ mm. Also ist offensichtlich die Verundeutlichung des Bildes beim Frontar infolge der starken sphärischen Unterkorrektion durchaus nicht so erheblich, daß die Abbildungsgüte beträchtlichen Schaden leide. F. Weidert hat dies aus Probe-Aufnahmen bereits bei der Konstruktion des Frontar erkannt und konnte infolgedessen die sphärische Aberration ohne Gefahr für die Bildschärfe derartig weit treiben, um statt dessen die Bildfehler außerhalb der optischen Achse so weit zu mindern, daß ein brauchbares und dennoch billiges photographisches Objektiv entstand, das sowohl in der Mitte als auch in den Randpartien der photographischen Platte gleichmäßig scharfe Bilder lieferte. Gleichzeitig hatte das Frontar den weiteren Vorzug, eine beträchtliche Tiefe der Abbildung zu besitzen (siehe Tafel IV und S. 408), so daß in der Konstruktion der Kamera eine weitere Verbilligung dadurch erzielt werden konnte, daß kein Balgenauszug benötigt wurde. Die Box-Tengor Goerz stellt also einen sehr brauchbaren und dennoch billigen Amateurapparat dar, eine Tatsache, die in dieser Arbeit ihre wissenschaftlich-experimentelle Begründung findet.

V. Von Interesse ist ferner die Frage nach der zulässigen Verundeutlichung des Bildes photographischer Systeme. Darüber entscheidet nach A. Gleichen[1]) die Sehschärfe des Auges in folgender Weise: der physiologische Grenzwinkel beträgt im allgemeinen 1 Winkelminute = 0,00029 in Bogenmaß; für die photographische Praxis jedoch hat sich ein größerer Wert als vorteilhaft erwiesen, nämlich der Wert 102 Sekunden = 0,0005 in Bogenmaß; in der üblichen deutlichen Sehweite beträgt dann der entsprechende lineare Grenzabstand 0,125 mm. Legt man hiernach der erlaubten Un-

[1]) A. Gleichen, Die Optik in der Photographie. S. 86—87. Verlag Enke, Stuttgart. 1911; Grundriß der photogr. Optik. S. 72. Verlag „Der Mechaniker“. Berlin, 1913.

schärfe in deutlicher Sehweite den Wert 0,1 mm zu, so lassen sich, unter Berücksichtigung der Brennweite, sowohl für die Falscheinstellung der photographischen Platte als auch für die Falsch-Korrektion des Randes Grenzen festlegen, wo das Auge anfängt, die Unschärfe als störend zu empfinden. Für kleine Brennweiten sind die Grenzen naturgemäß weiter gezogen als für große Brennweiten, da ja die Größe der Zerstreuungskreise bei gleichartiger relativer Lichtverteilung in denselben proportional der Brennweite ist. Für die Brennweite 300 mm beispielsweise vermag das unbewaffnete Auge des Betrachters keinen Unterschied in der Bildgüte der besten Einstellung erkennen, wenn die Randaberration zwischen folgenden Grenzen bleibt:

Aberration mit einem Koeffizienten:

$$s'_{Rd} - s'_0 \quad \text{von} - 4{,}5 \text{ bis} + 4{,}5 \text{ mm}.$$

Aberration mit zwei Koeffizienten;

$$s'_{Rd} - s'_0 \quad \text{von} - 3{,}6 \text{ bis} + 5{,}4 \text{ mm}.$$

Es ist wieder zu bemerken, daß die Werte für die Aberration mit zwei Koeffizienten sich nur auf den Fall des hier verwendeten Korrektionstypus beziehen, während die Werte für die Aberration mit einem Koeffizienten allgemeine Gültigkeit beanspruchen. Entsprechende Grenzen kann man für die Einstellung in der Kaustik angeben, was natürlich für jede Kaustik einzeln zu geschehen hat. Eine detaillierte Darstellung hierüber ist jedoch von wenig Interesse, zumal die Grenzen jederzeit aus den Unschärfe-Diagrammen entnommen werden können.

Besondere Berücksichtigung hat noch der Einfluß der Schwärzungskurve der photographischen Platte zu erfahren. Wenn auch in der Bestimmung der besten Einstellung und der besten Korrektion, jedenfalls nach der Beurteilung am Kantenbilde, keine Abhängigkeit vom Verlauf der Schwärzungskurve zu bestehen scheint[1]), sondern nur ein solcher von den optischen Eigenschaften der Objektive, so beeinflußt die Schwärzungskurve aber die Bereiche der zulässigen Einstellung und Korrektion. Auch hierfür lassen sich zahlenmäßige Angaben machen, wenn die Kühlschen Kontrastgrenzen unter Zugrundelegung einer anderen Schwärzungskurve berechnet werden. Da die Bildkonturen, wie erwähnt, stets in nächster Nähe des Beginns und des Endes des steilsten Schwärzungsabfalls im Kantenbilde gelegen sind, so ist klar, daß die Konturen bei Aufnahmen auf härteren Platten, mit steilerer Gradation, enger beieinander liegen, weil infolge der übernormalen Gradation der Schwärzungskurve auch der Schwärzungsabfall des Kantenbildes steiler wird. Ein Objektiv, das an und für sich unscharfe natürliche Bilder liefert, kann daher auf harten Platten wunderbar scharfe Negative hervorbringen. Der entgegengesetzte Fall einer flachen Schwärzungskurve ergibt sich in einfacher Weise durch Umkehrung der eben besprochenen Ergebnisse. Die zulässigen Grenzen für Falsch-Einstellung und Falsch-Korrektion werden demnach bei Verwendung hart zeichnender Platten weiter zu ziehen sein als bei weich zeichnenden Platten.

Entsprechende Betrachtungen lassen sich auch unter Zugrundelegung eines anderen Maßes zulässiger Unschärfe anstellen, wie es in besonderen Fällen zu verlangen ist. Das Maß 0,1 mm bezog sich auf den allgemeinen Fall. Höhere Bildschärfe, also ein kleineres Maß der Unschärfe als 0,1 mm, kommt für Aufnahmen in Betracht, von denen Vergrößerungen gemacht werden sollen, also insbesondere in der Projektions- und Kinotechnik sowie bei Kleinkameras. Die zulässigen Falsch-Einstellungen und Falsch-Korrektionen sind bei Objektiven von Kinofilm- und Klein-Kameras in bedeutend

[1]) Diese Annahme müßte eigentlich an einem praktischen Beispiel geprüft werden; die Einfachheit des Einstellgesetzes scheint jedoch für die Gültigkeit der Annahme zu sprechen.

engere Grenzen zu schließen. Der umgekehrte Fall größerer zulässiger Unschärfe kommt für die künstlerische Photographie in Betracht. Die moderne Porträt- und Landschaftsphotographie arbeitet mit dem Effekt der „künstlerischen" Unschärfe. Methoden zur Herbeiführung solchen Effekts sind in großer Zahl ausgearbeitet worden, und das Bedürfnis nach einem optischen Hilfsmittel zur Erzielung künstlerischer Unschärfe hat bekanntlich zur Konstruktion der Goerz-Mollarlinse[1]) geführt; dieses Hilfsobjektiv erreicht den verlangten Zweck zwar auf einem Wege, der dem Inhalt dieser Arbeit fern liegt, indem nicht sphärische sondern chromatische Effekte ausgenutzt werden, aber das Fundament bildet immer das Wesen der „künstlerischen Unschärfe". Eine solche wird nämlich erzielt, wenn Unschärfe und Schärfe zu gleichen Teilen zur Wirkung gelangen, und zwar die Unschärfe durch geometrische Vergrößerung des Zerstreuungskreises und die Schärfe durch starke Lichtkonzentration in der Mitte des Zerstreuungskreises. Die für die künstlerische Photographie zulässige Unschärfe wird also oberhalb des Werts 0,1 mm angenommen werden müssen. Dementsprechend erweitern sich die Bereiche zulässiger Einstellung und Korrektion, so weit noch genügende Lichtkonzentration in der Mitte des Zerstreuungskreises stattfindet.

VI. Einige interessante Schlüsse aus den Einstellgesetzen 1) und 2) auf S. 401 u. 406 lassen sich in bezug auf die Lagenänderung der besten Einstellebene bei Abblendung der Systeme ableiten. Diese sog. „Einstelldifferenz" oder „Blendendifferenz" kann zahlenmäßig berechnet werden, wenn man die Einstellgesetze stets als gültig annimmt.

1. Aberration mit einem Koeffizienten:

$$s' - s'_0 = a \cdot h^2 .$$

Die Gleichung 1) auf Seite 401 werde geschrieben in der Form:

$$s'_E - s'_0 = 0{,}62 \frac{s'_{\mathrm{Rd}} - s'_0}{4\, h^2_{\mathrm{Rd}}} 4\, h^2_{(\mathrm{Rd})} . \qquad 1\mathrm{a})$$

Diese Abänderung hat den Zweck, die Öffnung des Systems hervorzukehren, wobei unter $h_{(\mathrm{Rd})}$ die Öffnung des Systems bei Abblendung verstanden wird. Durch Einführung des Öffnungsverhältnisses $1:m$ mittels der Gleichung

$$2\, h_{(\mathrm{Rd})} : f' = 1 : m$$

wird aus (1a):

$$s'_E - s'_0 = 0{,}62\, (s'_{\mathrm{Rd}} - s'_0) \left(\frac{1}{2\, h_{\mathrm{Rd}}}\right)^2 \left(\frac{f'}{m}\right)^2 . \qquad 1\mathrm{b})$$

Wird nun die Einstellung bei voller Öffnung des Systems bezeichnet durch

$$(s'_E - s'_0)_{\mathrm{Rd}} = 0{,}62\, (s'_{\mathrm{Rd}} - s'_0) ,$$

so beträgt die Blendendifferenz $D_{Bl} = (s'_E - s'_0) - (s'_E - s'_0)_{\mathrm{Rd}}$

$$D_{Bl} = (s'_E - s'_0)_{\mathrm{Rd}} \left[\left(\frac{1}{2\, h_{\mathrm{Rd}}}\right)^2 \left(\frac{f'}{m}\right)^2 - 1\right] . \qquad 3)$$

Ein Beispiel möge dies erläutern:

Es sei: $s'_{\mathrm{Rd}} - s'_0 = -0{,}57$ mm; $f' = 100$ mm

$(s'_E - s'_0)_{\mathrm{Rd}} = -0{,}35$ mm; $2\, h_{\mathrm{Rd}} = f'/6{,}8$; $1:m = 1:9$.

Dann ist bei Abblendung von 1:6,8 auf 1:9.

$$D_{Bl} = +0{,}15 \text{ mm}.$$

---

[1]) F. Weidert, *Deutsche Photographenztg.* S. 29—45. 1923.

2. Aberration mit zwei Koeffizienten:

$$s' - s'_0 = a \cdot h^2 + b \cdot h^4 .$$

Die Gleichung 2) auf Seite 406 schreibt sich durch Einführung von

$$2\,h_{(\mathrm{Rd})} : f' = 1 : m$$

in der Form:

$$s'_E - s'_0 = (s'_Z - s'_0)\left[1 - c^2\left(\frac{1}{2\,h_0}\right)^4\left(\frac{f'}{m}\right)^4\right]. \qquad 2\,a)$$

Die Blendendifferenz beträgt dann:

$$D_{Bl} = [(s'_E - s'_0)_{\mathrm{Rd}} - (s'_Z - s'_0)]\left[\left(\frac{1}{2\,h_{\mathrm{Rd}}}\right)^4\left(\frac{f'}{m}\right)^4 - 1\right]. \qquad 4)$$

Beispiel:

Es sei: $s'_{\mathrm{Rd}} - s'_0 = +\,1{,}40$ mm $\quad f' = 100$ mm

$s'_Z - s'_0 = -\,0{,}40$ mm $\quad 2\,h_{\mathrm{Rd}} = f'/6{,}8$

$(s'_E - s'_0)_{\mathrm{Rd}} = -\,0{,}13$ mm $\quad 1 : m = 1 : 9$,

dann ergibt sich bei Abblendung von 1 : 6,8 auf 1 : 9:

$$D_{Bl} = -\,0{,}18 \text{ mm}.$$

Zu diesen Ausführungen ist noch folgendes zu bemerken: die Einstellkonstante c wurde ursprünglich durch die Definitionsgleichung $h^2_2 - h^2_1 = c \cdot h^2_{\mathrm{Rd}}$ (S. 405) eingeführt. Dies deutet darauf hin, daß die Abblendung des Systems ohne Gefahr für die Gültigkeit der Gleichung 4) nur so weit getrieben werden kann, bis $h_{(\mathrm{Rd})}$ mit dem zugehörigen h_2 gleich wird. Denn bei noch stärkerer Abblendung würde die Einstellebene die sphärische Aberrationskurve nicht in zwei Höhen schneiden können, da die Aberrationskurve schon vorher durch die Abblendung abgebrochen würde. Die Abblendungsgrenze soll im folgenden genauer festgelegt werden.

Durch Einführung von $h_{(\mathrm{Rd})} = h_2 = +\,\frac{1}{2} \cdot \frac{f'}{m}$ in $h^2_2 - h^2_1 = c \cdot h^2_{(\mathrm{Rd})}$

ergibt sich:

$$^1/_4\,(f'/m)^2\,(1 - c) - h^2_1 = 0 .$$

Und da allgemein

$$h^2_2 + h^2_1 = h^2_0 , \qquad ^1/_4\,(f'/m)^2 + h^2_1 = h^2_0 .$$

$$\text{Daraus folgt:} \quad (f'/m)^2 = \frac{4}{2 - c}\,h^2_0 .$$

Durch Einsetzen des Wertes $c = 0{,}5$ wird dann die Abblendungsgrenze

$$1 : m = \sqrt{^2/_3}\,\frac{2\,h_0}{f'}$$

oder in Schnittweiten ausgedrückt:

$$s'_m - s'_0 = \frac{8}{9}\,(s'_Z - s'_0) .$$

Wo die beste Einstellung bei Überschreitung dieser Abblendung liegt, ist hier nicht zu entscheiden, darüber können nur experimentelle Untersuchungen Aufschluß erteilen.

2. Kapitel.

Die Abbildung von Objektelementen.[1])

Außer der Lichtkante wurden auch Schriften photographiert, und die beste Einstellung derselben durch vergleichende Beurteilung festgelegt. Diese Untersuchungen

[1]) Über den Begriff „Objektelemente“ vgl. die Anmerkung auf S. 350.

wurden von mehreren Beobachtern angestellt. Um die Erkennbarkeit zu erleichtern und zu verfeinern, wurde bei der Durchsicht der Aufnahmen 8 fache Lupenvergrößerung angewendet. Die Ergebnisse sind folgende:

1. Aberration mit einem Koeffizienten: die beste Einstellebene der Bilder von Objektelementen liegt zwischen der besten Kanteneinstellung und dem paraxialen Bildpunkt; und zwar um so näher dem letzteren, je kleiner das Objekt ist. Offenbar wird bei solchen Objekten der schwach intensive Hof im Zerstreuungskreise weniger störend empfunden, als die Unschärfe infolge zu großer Ausbreitung des stark intensiven Bildkerns. Bei größeren Objekten dagegen wird möglichste Klarheit des Bildes erstrebt, so daß also die beste Einstellung sich der besten Einstellung des unendlich großen Objekts der Lichtkante nähert; die dabei verursachte Herabsetzung des durch den Hof bedingten Fluhs wiegt die Verminderung der eigentlichen Bildschärfe auf. Die noch als zulässig beurteilten Einstellungen reichen für größere Objekte ungefähr bis zur engsten Einschnürung. Für feinste Objektelemente dagegen ist der Bildbereich auf ein sehr kleines Gebiet nahe beim paraxialen Bildpunkt beschränkt Alle diese wie die auch folgenden Ergebnisse beziehen sich nur auf Negativbilder von schwarzen Objekten auf hellem Untergrund. Der umgekehrte, vorwiegend in der Astronomie vorkommende Fall wird nachher noch besonders besprochen werden (S. 411).

2. Aberration mit zwei Koeffizienten: Die beste Einstellung des Bildes von Objektelementen liegt in nächster Nähe des Umkehrpunktes der Aberrationskurve und fällt für sehr feine Objekte, sofern sie überhaupt noch aufgelöst werden, in diesen Punkt selbst. Größere Objekte werden mehr nach der Stelle der engsten kaustischen Einschnürung[1]) hin eingestellt. Das Gleiche gilt allgemein bei Systemen starker Überkorrektion, da bei solchen der Zerstreuungskreis im Umkehrgebiet der Aberration so ausgedehnt ist, daß Verkleinerung desselben, allerdings auf Kosten der Lichtkonzentration in der Mitte, vorgezogen wird. Es kommt immer darauf an, nach Verkleinerung des Bildhofes und Konzentration des Lichts im Innern des Zerstreuungsscheibchens zu streben. Beide Bestrebungen setzen sich in einen ganz bestimmten Ausgleich zueinander, in welchem sie sich das Gleichgewicht halten, wobei die Gleichgewichtsbedingung durch die Größe des Objekts einerseits und die Korrektion des Systems andererseits vorgeschrieben wird. Die zulässigen Einstellungen liegen im allgemeinen zwischen dem Umkehrpunkt der Aberrationskurve und der Stelle der engsten Einschnürung der Kaustik. Sehr kleine Objekte werden bei Überkorrektion des Randes, wegen der damit verbundenen stärkeren Lichtkonzentration im Innern des Zerstreuungsscheibchens, besser aufgelöst. Damit hängt zusammen, daß der beste Korrektionszustand um so weiter nach der Seite der Überkorrektion anzunehmen ist, je kleiner die Objekte sind. Bei einer Objektgröße von 1 mm ergab sich die beste Korrektion bei ungefähr 15 facher Verkleinerung durch das photographische System als sehr starke Überkorrektion vom Betrage

$$\frac{s'_{\mathrm{Rd}} - s_0'}{s'_Z - s_0'} = -\frac{7}{1}.$$

Bei der Berechnung von Photo-Objektiven wird man also im allgemeinen gut tun den Rand stark auf Überkorrektion zu bringen, nicht nur wegen der Abblendung, sondern vor allem, um auch Objektelemente scharf abbilden zu können.

---

[1]) Vgl. S. 407.

Von physiologischem Interesse ist eine Beobachtung, die sich bei der Durchsicht der Aufnahmen nebenbei ergab. Es zeigte sich nämlich, daß im allgemeinen die Fraktur leichter scharf gesehen wurde als die lateinische Schrift. Insbesondere wurden feinste Details der Fraktur besser aufgelöst als solche der Grotesk.

Die bisherigen Ergebnisse bezogen sich nur auf Abbildung dunkler Objekte auf hellem Untergrund. Dieser Fall wurde allein experimentell untersucht, weil der umgekehrte Fall in der Praxis selten vorkommt und sein eigentliches Anwendungsgebiet vorzugsweise in der Astronomie findet. Trotzdem soll wenigstens versucht werden, aus den bisher gewonnenen Ergebnissen den anderen Fall abzuleiten. Dabei kann man sich von vornherein auf feinste Objektelemente beschränken, da das unendlich große Kanten-Objekt durch die Umkehrung gar keine Änderung erfährt und in der Astronomie auch nur punktförmige Objekte vorliegen. Die beste Einstellung eines hellen punktförmigen Objekts auf dunklem Untergrund wird offenbar in der Ebene der engsten Einschnürung vorgenommen werden müssen, da in dieser Ebene allein ein scharfes Bild erlangt wird. Wollte man nämlich, wie bei dunklen Objektpunkten auf hellem Untergrund, die beste Einstellung in die Ebene durch den paraxialen Bildpunkt bezw. durch den Umkehrpunkt der Aberrationskurve legen, so würde sich als Bild ein sehr kleiner tief schwarzer Punkt mit umgebendem weniger schwarzem Hof ergeben, was sicherlich nicht als scharfe Abbildung gewertet wird, wenn der Hof über der Schwelle der Entwickelbarkeit liegt. Es kommt naturgemäß immer noch auf den Zweck an, den die Aufnahme des punktförmigen Objekts verfolgt. Soll z. B. die Aufnahme eines Teils des Fixsternhimmels nur zu Lagenmessungen von Sternen dienen, so wird man die Einstellung in der Weise vornehmen, daß eine möglichste Konzentration in der Mitte stattfindet, und man wird den Hof nicht als störend empfinden. Soll die Aufnahme jedoch photometrischen Zwecken dienen, so wird man die Einstellung dahin legen, wo die Intensitätsverteilung über den ganzen Zerstreuungskreis möglichst gleichmäßig ist, also ungefähr in die Ebene der engsten Einschnürung. Es soll jedoch nochmals betont werden, daß derartige rein deduktive Schlüsse aus dem durch das Experiment sicher gestellten Fall dunkler Objekte auf hellem Untergrund nicht zwingend für den astronomischen Fall sind, daß vielmehr das Experiment erst darüber besonders zu entscheiden hat.

Zusammenfassung.

In mehreren verschiedenen Einstellungen innerhalb der Kaustik sphärisch nicht oder teilweise korrigierter photographischer Systeme werden photographische Aufnahmen von verschiedenartigen Objekten hergestellt. Die Bilder des Kantenobjekts werden am Registrierphotometer durchphotometriert, und aus den Registrierkurven die dem Auge sichtbaren Kontrastgrenzen nach der Kühlschen Kontrasttheorie berechnet. Sodann wird unter Zuhilfenahme der Kontrastgrenzen eine neuartige zahlenmäßige Definition der Unschärfe gegeben, und an Hand dieser Definition für einen jeden der untersuchten sphärischen Aberrationszustände ein Unschärfen-Diagramm konstruiert. Aus diesen Diagrammen lassen sich die folgenden Ergebnisse ablesen:

1) Die beste Einstellung des Kantenbildes gehorcht den Beziehungen

$$s'_E - s'_0 = 0{,}62\ (s'_{Rd} - s'_0) \qquad \text{f. d. Aberr. m. 1 Koeff.}$$

$$s'_E - s'_0 = (s'_Z - c'_0)\left[1 - c^2 \cdot \left(\frac{h_{Rd}}{h_0}\right)^4\right], \text{ wo } c = 0{,}5; \text{ f. d. Aberr. m. 2 Koeff.}$$

2) Der beste Korrektionszustand mit zwei Koeffizienten ist für das Kantenobjekt eine Überkorrektion vom Betrage $s'_{Rd} - s'_0 = -{}^1/_3\ (s'_Z - s'_0)$.

3) Es werden die zulässigen Falscheinstellungen und Falschkorrektionen diskutiert.

4) Es lassen sich einfache mathematische Formeln für die Größe der Einstelldifferenz bei Abblendung angeben.

Schließlich werden die Betrachtungen über die beste Einstellung und beste Korrektion, sowie über die zulässige Falscheinstellung auf Objekte ausgedehnt, die nicht mehr wie die Kante als unendlich groß angesehen werden dürfen.

Im Verlauf der Diskussion der erhaltenen Ergebnisse werden zahlreiche Fragen beantwortet, die für die Praxis wertvoll sind, bisher aber noch keine einwandfreien Beantwortungen erhalten haben.

Ausblick.

Wenn die vorliegende Arbeit hiermit abgeschlossen wird, so ist darauf hinzuweisen, daß zunächst nur der Anfang zu einer großen Zahl weiterer Untersuchungen gemacht ist. Abgesehen von verschiedentlichen Hinweisen im Text der Abhandlung, die experimentelle Erweiterungsmöglichkeiten andeuteten, hat gar keine Berücksichtigung beispielsweise der Einfluß der Korngröße der photographischen Platte gefunden. Die nächstliegenden und wichtigsten Untersuchungen werden sich auf die Verundeutlichung des Bildes optischer Systeme durch andere Bildfehler erstrecken müssen, insbesondere aber auf den Einfluß der chromatischen und außeraxialen Fehler auf die Bildschärfe. Trotzdem dürfte die vorliegende Arbeit insofern als abgeschlossen betrachtet werden, als die Verundeutlichung des Bildes durch die sphärische Aberration ihrem ganzen Umfange nach behandelt ist. Vor allem ist hier der Standpunkt, von dem aus das Problem anzufassen ist, so klar gestellt worden, daß jederzeit von ihm aus nach gleichem methodischen Aufbau das Problem der Bildschärfe optischer Systeme ausgebaut werden kann.

Die vorliegende Arbeit wurde in der Optischen Anstalt C. P. Goerz A. G. ausgeführt. Der Optischen Anstalt C. P. Goerz A. G. sei für die freigebige Bereitstellung der Mittel, insbesondere für die Anfertigung der notwendigen Versuchsobjektive, an dieser Stelle mein Dank ausgesprochen. Vor allem aber fühle ich mich zu tiefstem Danke gegenüber Herrn Direktor Prof. Dr. F. Weidert verpflichtet, nicht nur für die Erteilung des Themas und den Entwurf des Arbeitsplans, sondern auch für die zahlreichen Anregungen, die sowohl zu der Durchführung der Arbeit beitrugen als auch die für die praktische Optik wichtigen Probleme aufrollten, so daß der Zusammenhang mit praktischen Erfahrungen und mit der technischen Optik überhaupt nie verloren ging. Nicht geringeren Dank möchte ich auch Herrn Prof. Dr. P. P. Koch in Hamburg zum Ausdruck bringen, indem mir das Registrierphotometer in dem dortigen Physikalischen Staatsinstitut auf längere Zeit zur Verfügung stand; eine Lösung der Fragen ohne das Photometer wäre undenkbar gewesen.

Über die Alterung von Thermometergläsern.

Von

L. Holborn und **J. Otto.**

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Über die Alterung thermischer Gläser, die namentlich für die hochgradigen Quecksilberthermometer von großer Wichtigkeit ist, liegen ausgedehnte Untersuchungen von

Dickinson[1]) und von Wiebe[2]) vor. Beide Arbeiten beziehen sich auf Instrumente aus Jenaer Gläsern: die erste sowohl auf Glas 16 III, als auch 59 III, die letzte nur auf Glas 59 III. Dieses kommt für die hochgradigen Thermometer besonders in Frage, weil Instrumente aus dem Glase 16 III gewöhnlich nur bis 300° gebraucht werden, obwohl kein großer Unterschied in der Erweichungstemperatur beider Gläser besteht. Wiebe fand, daß diese für Glas 59 III bei 510° liegt; höher erwärmt gibt das Gefäß dem innern Überdruck nach, so daß der Eispunkt sinkt. Umgekehrt erfährt dieser Punkt einen dauernden Anstieg, wenn das ungealterte Thermometer unterhalb der Erweichungsgrenze erwärmt wird, weil sich das frisch geblasene Gefäß bei dem Gebrauch zusammenzieht. Um eine dauernde Konstanz des Eispunkts zu erreichen, hält Wiebe eine mindestens 10tägige Alterung bei 500° für erforderlich; die Art der sich daran schließenden Abkühlung ist von geringem Einfluß.

Bei der Herstellung der Thermometer altert man heute auf verschiedene Weise. Teils werden sie erst mit Quecksilber gefüllt und dann mit dem angesetzten Trichter (einer größeren Erweiterung an dem oberen Ende der Kapillare) einer 50 Stunden langen Erwärmung auf 500° ausgesetzt, wonach später das noch ungeteilte, aber sonst fertig gemachte Thermometer einer nochmaligen Alterung bei der höchsten, auf der Skale verzeichneten Temperatur wenigstens 8 Stunden unterworfen wird. Andere Hersteller ziehen es vor, das geblasene Rohr leer und offen der Alterung zu unterziehen, aber es dabei weit über die Erweichungsgrenze hinaus zu erwärmen.

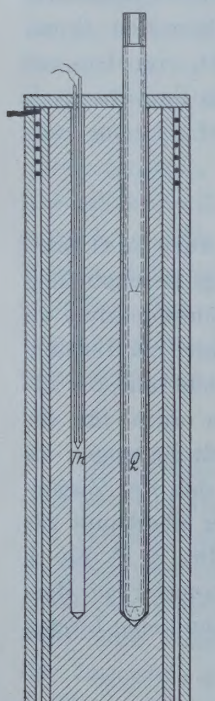


Fig. 1. Alterungsofen.

Auch bei der Kühlung optischen Glases werden verschiedene Verfahren angewandt. So erhitzt man die Probe einerseits so hoch, daß die Spannung augenblicklich verschwindet, wie aus dem Verschwinden der Doppelbrechung geschlossen wird, wonach so langsam abgekühlt wird, daß keine neue Spannung auftritt. Anderseits wiesen Adams und Williamson[3]) darauf hin, daß es vorteilhafter ist, die Erhitzung nicht so hoch zu treiben, die höchste Temperatur aber länger einzuhalten und alsdann schneller abzukühlen.

Um die günstigen Bedingungen für die Alterung von Thermometergläsern zu finden, haben wir diesen Vorgang an Thermometerkapillaren verfolgt, indem die Änderung ihrer Länge gemessen wurde. Hierbei kamen Kapillaren von 25 cm Länge und etwa 0,8 cm Durchmesser zur Verwendung, die von den gelieferten Röhren abgeschnitten und mit ebenen Endflächen versehen waren. Ihre Ausdehnung wurde während und nach der Erwärmung mit dem Differentialdilatometer gegen ein konzentrisches Rohr aus Quarzglas bestimmt, welches sich in einem elektrischen Ofen befand. Dieser bestand aus einem massiven Nickelzylinder von 55 cm Höhe und 9 cm Durchmesser, in welchen parallel zu der Achse verschiedene Löcher gebohrt waren, welche das Rohr *Q* aus Quarzglas und ein Thermoelement *Th* zur Messung der Temperatur aufnahmen (Fig. 1). Zum Heizen diente eine Wicklung aus Nickelchrom, deren Windungen so angeordnet waren, daß das Temperaturgefälle längs der Achse gering war. Solche Öfen, für Heizungen bis 500° aus Aluminium hergestellt, eignen sich auch vor-

[1]) H. C. Dickinson, *Bull. Bur. of Standards* **2**. *S. 189. 1906.*
[2]) K. F. Wiebe, *Deutsche Mech.-Ztg. 1912. S. 21 u. 33.*
[3]) L. H. Adams und E. D. Williamson, *Journ. Opt. Soc. of Am.* **4**. *S. 213. 1920.*

züglich zur Vergleichung von Thermometern, die nebeneinander gleich tief in verschiedene Löcher gesteckt werden.

Die zur Untersuchung kommenden Glasröhren wurden auch optisch geprüft, indem 2,5 cm lange Abschnitte, welche an den Enden eben geschliffen waren, im polarisierten Licht beobachtet wurden. Die Stücke zeigten die bekannten Erscheinungen des gespannten Glases: bei parallelen Nicol farbige Ringe durchsetzt von hellem Kreuz und bei gekreuzten Nicol die Ringe in den komplementären Farben und ein schwarzes Kreuz.

Die Ausdehnung der Jenaer Thermometergläser haben Holborn und Grüneisen, sowie Scheel gemessen[1]). Hiernach gilt für die Ausdehnung $\Delta l \cdot 10^3$ der Längeneinheit zwischen 0^0 und t^0 folgende Tabelle:

t	Glas 16 III	Glas 59 III
100°	0,807	0,591
200	1,67	1,20
300	2,60	1,83
400	3,59	2,47
500	4,63	3,14

Diese Messungen beziehen sich auf ausreichend gealterte Proben und reichen bis zur Erweichungsgrenze, welche für Glas 16 III etwa bei 505^0, also nicht viel niedriger als für Glas 59 III anzusetzen ist.

Später bestimmten Peters und Cragoe[2]) die Ausdehnung vieler optischer und auch thermischer Gläser bis zu noch höherer Temperatur, bis etwa 650^0. Die Kurve, welche die Ausdehnung als Funktion der Temperatur darstellt, erfährt oben einen Knick, an welchem die Steigung auf mehr als das Fünffache zunimmt. Diese Erscheinung wurde in einem Bereich von etwa 50^0 beobachtet, worauf bei weiter wachsender Temperatur eine Verkürzung des Probestabes eintritt. Ebenso wie die Erweichungsgrenze hängt das Auftreten der größern Ausdehnung von der Zusammensetzung des Glases ab und kann zwischen 400^0 und 650^0 schwanken. Es läßt sich nur an gealterten Gläsern scharf beobachten, weil ungealterte Stücke bei jener Temperatur eine starke Zusammenziehung erfahren, welche die Ausdehnung verdecken kann.

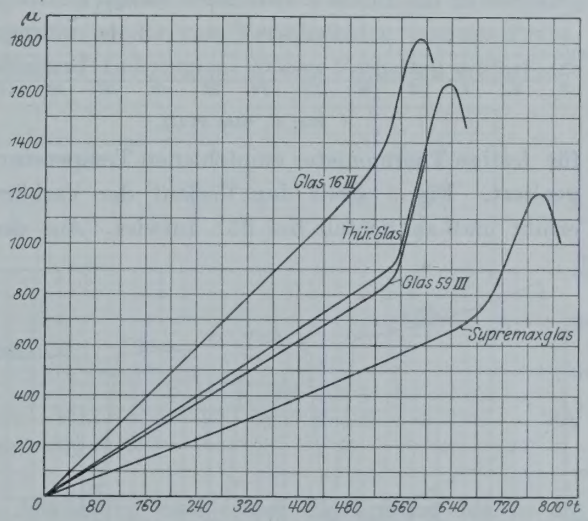


Fig. 2. Lineare Ausdehnung 25 cm langer Stäbe.

In dem Gebiete der vergrößerten Ausdehnung, welche wohl als kritische Zone bezeichnet wird, absorbiert das Glas nach den Beobachtungen von Tool und Valasek[3]) Wärme; ferner ändert sich nach

[1]) Wärmetabellen der Phys.-Techn. Reichsanstalt, Braunschweig 1919.

[2]) C. G. Peters und C. H. Cragoe, *Journ. Opt. Soc. of Am.* **4**. *S. 105 und Scient. Paper Bur. Stand. Nr. 393, 1920.*

[3]) A. Q. Tool und J. Valasek, *Scient Paper Bur. Stand. Nr. 358 und* A. Q. Tool und C. G. Eichler, *Journ. Opt. Soc. of Am.* **4**. *S. 340. 1920.*

Schönborn[1]) die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Leitvermögens, beides Erscheinungen, welche auf eine Zustandsänderung deuten.

In Fig. 2 sind die Kurven für die Ausdehnung verschiedener Gläser dargestellt. Als Abszisse ist die Temperatur, als Ordinate die Ausdehnung der 25 cm langen Proben in μ aufgetragen. Unter 500°, wo sie vom linearen Verlauf nicht stark abweicht, ist sie nicht näher verfolgt, da es für die Alterung wesentlich auf das obere Gebiet ankommt. Dagegen wurde die kritische Zone genauer aufgenommen, die sich in allen Fällen deutlich abhebt. Ebenso wie die Erweichung setzt auch die kritische Zone bei dem Glas 16III am tiefsten ein, bei Glas 59III fängt sie erst 20° höher an und noch mehr als 100° höher bei dem Jenaer Supremaxglas. Die vierte Kurve bezieht sich auf ein gewöhnliches hartes Thüringer Glas, dessen Ausdehnung derjenigen des Glases 59III nahe kommt. Die Zusammenziehung, die an der oberen Grenze der kritischen Zone auftritt, hängt nicht allein von der Temperatur, sondern auch im hohen Maße von der Dauer der Erhitzung ab.

Um den Einfluß der Temperatur auf die Alterung feststellen zu können, war es nötig, den Vorgang häufiger durch Abkühlungen auf Zimmertemperatur zu unterbrechen.

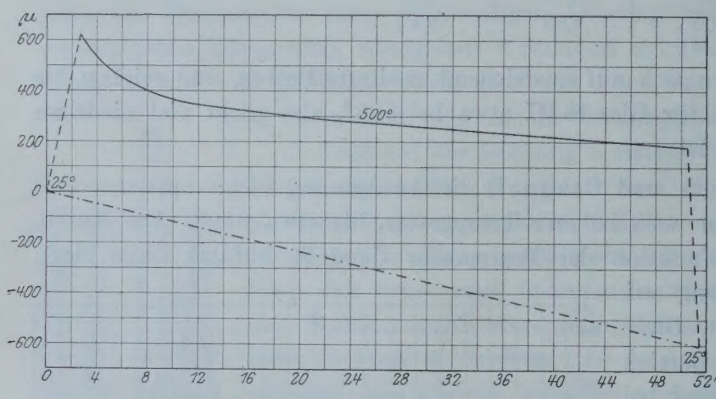


Fig. 3. Glas 59 III.

Sowohl bei der Erwärmung als auch nach jeder Abkühlung wurde die Länge gemessen, um zu prüfen, ob noch eine Änderung erreicht war. Die zu untersuchenden Kapillaren blieben deshalb während der ganzen Alterung in dem Quarzrohr, das im Ofen stand.

Jenaer Glas 59 III. Zunächst wurde eine Kapillare bei der von Wiebe für fertige Thermometer empfohlenen Temperatur von 500° andauernd 50 Stunden lang gealtert. Fig. 3 stellt den Verlauf der Verkürzung dar, welche die Probe bei 500° erfuhr und am Schluß bei 25° aufwies. Aus der Neigung, welche die Kurve an ihrem Ende zeigt, muß man schließen, daß sich die Länge bei Fortdauer der Erwärmung noch weiter ändern würde, die Alterung also noch nicht vollständig beendet war.

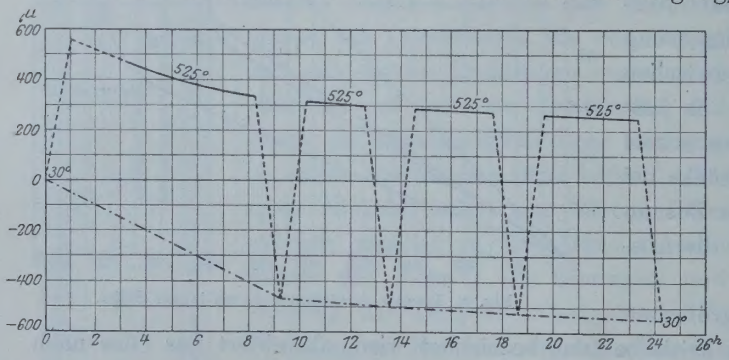


Fig. 4. Glas 59 III.

Um den Alterungsvorgang abzukürzen, wurde darauf eine Kapillare auf 525° erhitzt. Inzwischen wurde dreimal abgekühlt und die Länge bei 30° gemessen (Fig. 4). Obwohl die Dauer der Erwärmung noch nicht halb so lang war als bei dem vorhergehenden Beispiel, so ist doch ungefähr derselbe Zustand erreicht. Aber aus-

[1]) H. Schönborn, *Zeitschr. f. Physik* **22**. *S. 305. 1924.* Siehe auch N. Seljakow, L. Strutinski und A. Krasnikow, ebd. **33**. S. 53. 1925.

reichend war auch dieses Verfahren noch nicht, wie aus der Neigung des letzten Kurvenstücks zu ersehen ist.

Für das Verständnis der Figuren ist zu bemerken, daß für die Pausen, in denen die Heizung unterbrochen wurde, so daß sich das Probestück auf Zimmertemperatur abkühlte, zwei Stunden in Anrechnung gebracht worden sind. Tatsächlich brauchte der Ofen zur Abkühlung 15 Stunden und zur Wiederanheizung etwa drei. Doch befand er sich in beiden Stadien nur eine viel kürzere Zeit lang auf einer Temperatur, die für die Alterung wirksam ist.

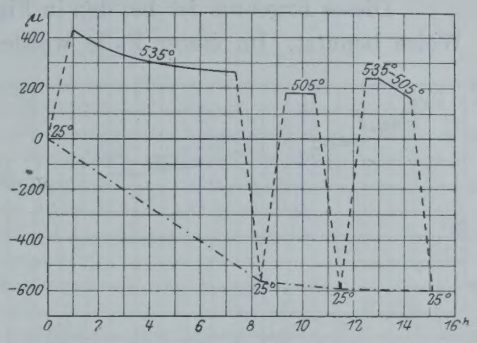


Fig. 5. Glas 59 III.

Fig. 5 stellt einen Alterungsvorgang dar, bei dem eine noch höhere Temperatur angewandt wurde. Eine $6^1/_2$ stündige Einhaltung von 535° bringt freilich, wie die Änderung der Stablänge nach der folgenden Erwärmung auf 505° zeigt, noch keine vollständige Alterung hervor. Doch wird diese nach nochmaliger $^1/_2$stündiger Anwendung derselben Temperatur und darauf folgender längerer Erwärmung auf 505° ziemlich erreicht. Denn hierbei ändert sich die Länge nur noch wenig.

Über die Wirkung der höheren Temperatur, die nun bis 550° gebracht wurde, gibt das folgende Beispiel (Fig. 6) Aufschluß. Die anfängliche $2^1/_2$ stündige Erwärmung auf 550° führte nicht zum Ziel, da die folgende Heizung auf 505° noch eine merkliche Verkürzung hervorbringt, die allerdings bei der erneuten Anwenduug dieser Maßnahme nicht mehr beobachtet wird. Doch tritt wieder eine wesentliche Verschlechterung nach der 7 stündigen Heizung auf 555° ein, und es bedarf einer etwa 6 stündigen Erwärmung auf 505°, um die aufgetretene Verlängerung wieder zum Verschwinden und das Probestück in den vollkommen gealterten Zustand zu bringen. Dieses Verhalten erklärt sich

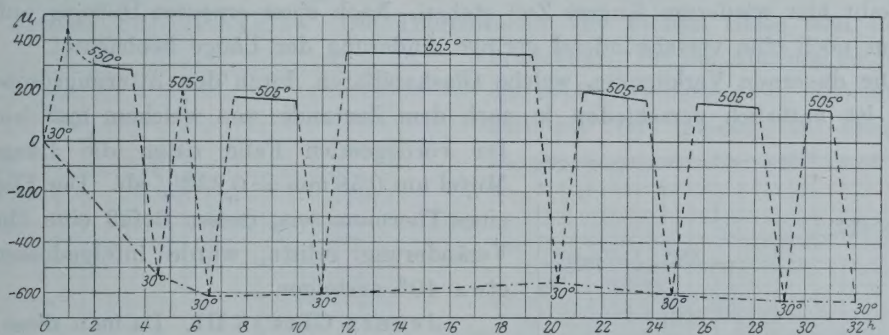


Fig. 6. Glas 59 III.

daraus, daß durch die unmittelbare Abkühlung nach einer Erwärmung bis in die kritische Zone, wodurch das Glas abgeschreckt wird, dieses in einem Zustande erhalten bleibt, der bei tieferer Temperatur nicht beständig ist und der erst durch eine längere Erwärmung an der Erweichungsgrenze rückgängig gemacht werden muß. Schon in Wiebes Versuchen kommt dies zum Ausdruck: erwärmte er seine Thermometer so hoch, daß das Glas nachgab und der Eispunkt sank, so konnte er wieder ein Ansteigen bewirken, wenn er die Instrumente länger auf 500° hielt.

Hieraus läßt sich schließen, daß der Alterungsvorgang zwar abgekürzt werden kann, wenn man ihn bei etwa 550° vornimmt, daß dann aber daran anschließend

kein unmittelbares Abkühlen, sondern ein längeres Verweilen bei etwa 500° folgen muß. Denn während die Art der Abkühlung nach der Erwärmung bis etwa 520° von geringem Einfluß ist, wie sich auch bei dem Gebrauch des gealterten Thermometers zeigt, bewirkt ein schnelles Abwärtsgehen von der kritischen Zone aus ein Abschrecken des Glases, das durch längeres Anlassen an der Erweichungsgrenze aufgehoben werden muß.

Dieses Ergebnis ist bei den in Fig. 7 u. 8 dargestellten Beispielen auf verschiedene Weise benutzt. Im ersten Falle wurde die Kapillare über 5 Stunden von 540 bis 530°

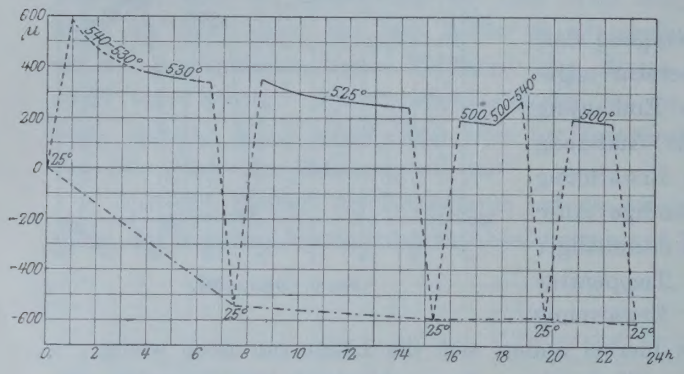


Fig. 7. Glas 59 III.

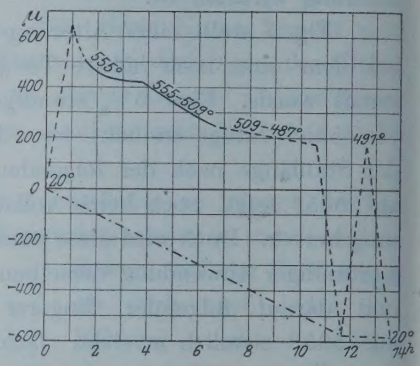


Fig. 8. Glas 59 III.

erwärmt und darauf bei 525° weiter gealtert. Hierdurch war der Zweck vollkommen erreicht. Freilich zeigt sich nach der zweimaligen Erwärmung auf 500° noch eine geringe Änderung. Doch rührt diese wahrscheinlich daher, daß am Schluß der vorletzten Heizung die Temperatur unbeabsichtigt ganz kurze Zeit bis 540° angestiegen war.

Fig. 8 zeigt einen Alterungsvorgang, der etwa 10 Stunden beansprucht hat. Die Temperatur, die anfangs länger auf 555° gehalten war, sinkt allmählich auf 500° herab und bleibt hier wiederum längere Zeit stehen. Nach einer erneuten Heizung auf 490° wird nur noch eine verschwindend geringe Änderung der Länge beobachtet.

Die dauernde Verkürzung, welche Glaskapillaren durch den Alterungsprozeß erfahren, ist natürlich verschieden je nach dem Zustande, von welchem man ausgeht. Im vorliegenden Falle nahm die Länge im Mittel um 0,58 mm = 0,23% ab. Der Eispunkt eines Thermometers, dessen Gefäß eine ähnliche Veränderung erlitte, würde infolgedessen um etwa 40° ansteigen.

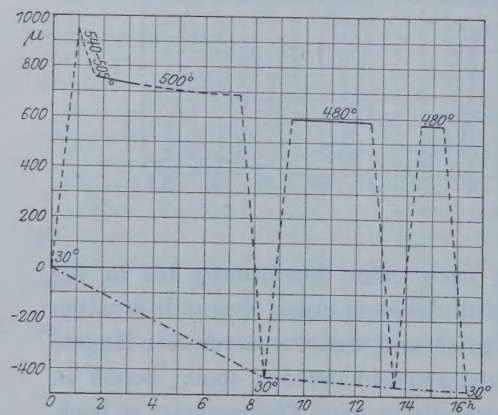


Fig. 9. Glas 16 III.

Jenaer Glas 16 III. Da man diese Glasart nur für Thermometer bis 300° zu verwenden pflegt, die Gebrauchstemperatur also wesentlich unter der Erweichungstemperatur von 505° liegt, so wird bei der Alterung meistens nicht über 450° hinausgegangen. Bei dem in Fig. 9 dargestellten Probestücke wurde mit 540° angefangen und nach schnellem Abwärtsgehen bei 505° etwa 6 Stunden angehalten. Damit war eine genügende Alterung noch nicht ganz erreicht, wie aus den Änderungen hervorgeht, die bei den beiden folgenden Heizungen auf 480° auftreten. Aus den mit Glas 59 III angestellten Versuchen kann man schließen, daß die höchste Temperatur von 540°

länger einwirken muß, wenn ein schneller Erfolg erreicht werden soll. Wie Fig. 10 zeigt, ist die Temperatur von 525° selbst bei viel längerer Dauer weniger wirksam. Ferner zeigt dieses Beispiel, daß 540° nicht zu hoch ist, da sogar die noch höhere Erwärmung auf 570° ertragen wird. Allerdings hat das Probestück hierauf nach unmittelbarer Abkühlung ein Abschrecken erfahren, das sich trotz der folgenden Er-

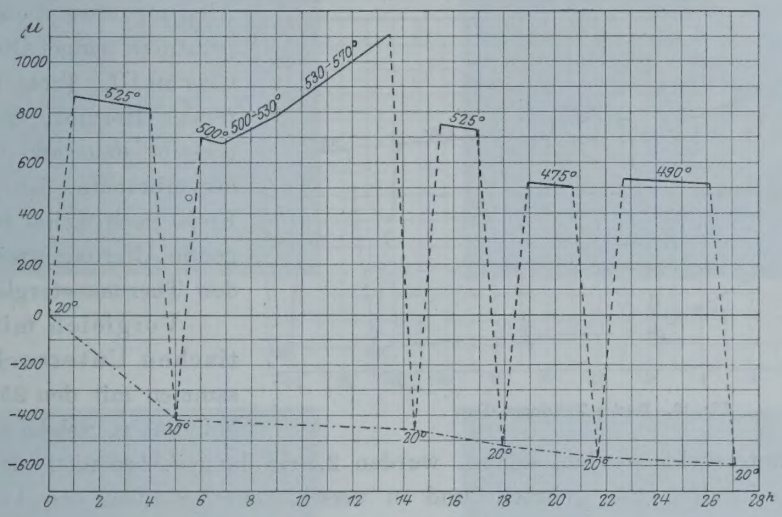


Fig. 10. Glas 16 III.

wärmung auf 525° noch nach den beiden folgenden Heizungen bemerkbar macht. Man wird sich also damit begnügen müssen, das Glas 16III einige Stunden bei 545° zu halten, und dann langsam auf 480° hinabgehen. Dies ist bei der in Fig. 11 dargestellten Probe geschehen und hat zum Ziele geführt, wie die auf die Abkühlung folgende Heizung auf 450° zeigt.

Jenaer Supremaxglas. Die Thermometer aus diesem Glase sind bis 650° brauchbar. Bei der Alterung einer Probe, die in Fig. 12 dargestellt ist, wurde deshalb bis 700° geheizt; die Längenmessungen begannen bei 425° und zeigen,

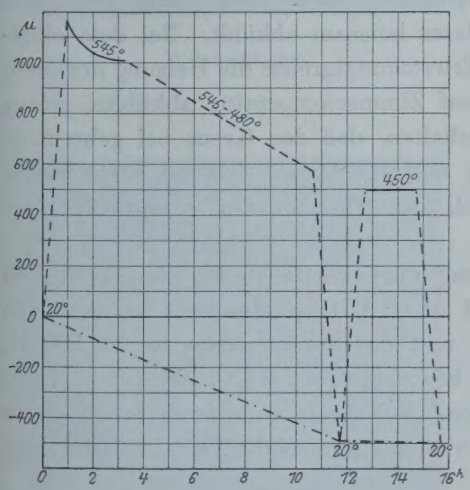


Fig. 11. Glas 16 III.

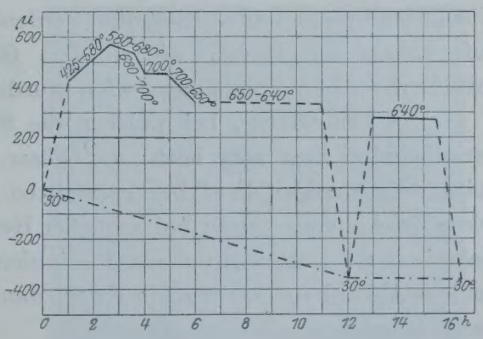


Fig. 12. Supremaxglas.

daß die Ausdehnung zwischen 580 und 680° durch die auftretende dauernde Verkürzung übertroffen wird. Von 700° wurde langsam auf 640° hinuntergegangen und hier noch 5 Stunden verweilt. Die nach der Abkühlung erneute längere Erwärmung auf 640°

hinterläßt nur noch eine schwache dauernde Längenänderung, so daß man damit die Alterung als beendet ansehen kann.

Hartes Thüringer Glas. Fig. 13 endlich zeigt die Versuche mit der Probe eines harten Thüringer Glases, dessen Ausdehnung die des Glases 59 III nur wenig übertrifft und das deshalb zum Vergleich herangezogen wurde. Es wurden bei der Alterung etwa dieselben Temperaturen eingehalten wie bei Glas 59 III. Trotz lange währender Heizung, die ungefähr dieselbe dauernde Verkürzung hervorbrachte, ist jedoch am Ende noch keine so befriedigende Alterung erreicht wie bei den Thermometergläsern.

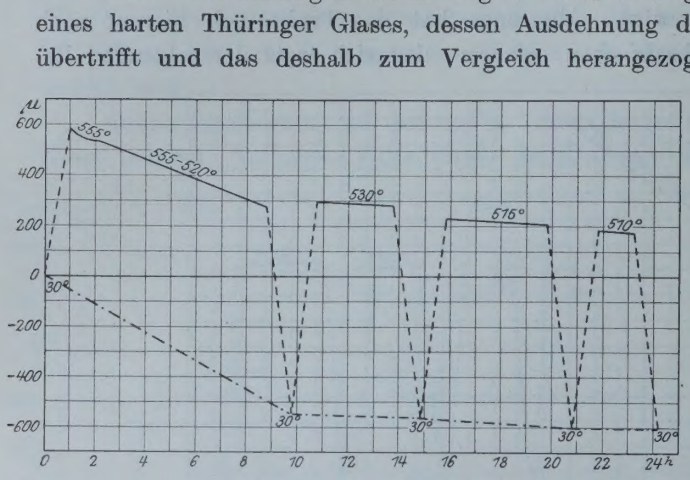
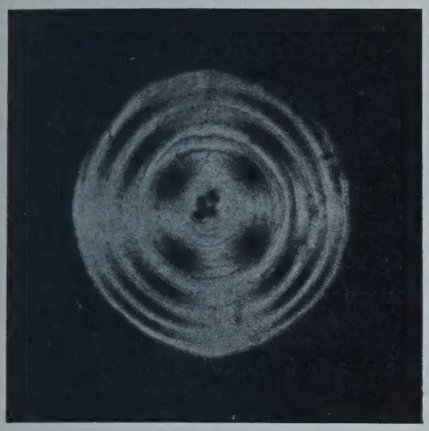


Fig. 13. Hartes Thüringer Glas.

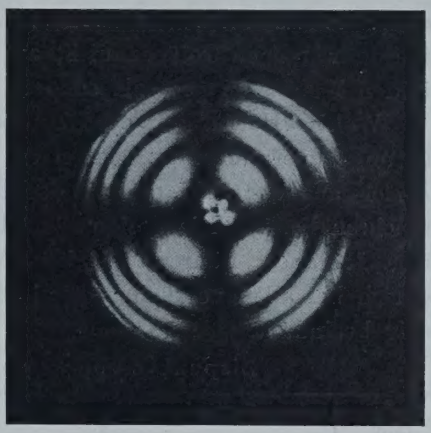
Vergleich mit der optischen Untersuchung. Zusammen mit den 25 cm langen Kapillaren, welche auf Längenänderung untersucht werden sollten, wurden 2,5 cm lange Abschnitte der Thermometerröhren in den Ofen gebracht und in verschiedenen Stadien des Alterungsvorgangs auf Doppelbrechung geprüft. Die Stücke zeigten sämtlich vor dem Erhitzen die Erscheinung, wie an den photographischen Bildern der Fig. 14 zu sehen ist, wo sich *a* und *b* auf Glas 16 III, *c* und *d* auf Supremaxglas zwischen parallelen und gekreuzten Nicol beziehen. Schon nach kurzer Behandlung trat bei parallelen Nicol gleichmäßige Aufhellung auf, indem die Ringe an den Rand wanderten und allmählich verschwanden. Zwischen gekreuzten Nicol blieb jedoch auch bei den bestgealterten Proben das dunkle Kreuz bestehen, wie *e* für einen Abschnitt von 59 III und *f* für eine Probe zeigt, die aus einem gealterten Thermometer herausgeschnitten wurde. Mit der empfindlichen optischen Prüfung läßt sich nur dann keine Spannung mehr nachweisen, wenn man auch unterhalb der Erweichungsgrenze des Glases langsam abkühlt. Bei dem eingeschlagenen Verfahren, wo dicht unterhalb der Erweichungsgrenze die Heizung des Ofens abgestellt wurde und dieser in etwa 15 Stunden auf Zimmertemperatur abkühlte, gelang es nur, das Glas 16 III so spannungsfrei zu erhalten, daß das Kreuz bei gekreuzten Nicol verschwand und vollständige Verdunkelung auftrat. Dieser Zustand hörte wieder auf, sobald die Probe, wie es dem Gebrauch der Thermometer entspricht, einer schnelleren Abkühlung unterworfen wurde.

Die Temperatur, bei welcher die Spannung ungealterter Proben augenblicklich verschwindet, liegt sehr hoch: die Gläser 16 III und 59 III zeigten erst bei 600° ein vollständig dunkles Feld bei gekreuzten Nicol und das Supremaxglas erst bei 900°. Diese Erscheinung wurde bei schneller Heizung beobachtet, wo die Glaskörper in einem elektrisch erwärmten Rohr aus Platinblech lagen. Bei dieser Anordnung trat alsdann bei der Abkühlung das dunkle Kreuz dauernd wieder auf, nachdem die kritische Zone durchlaufen war.

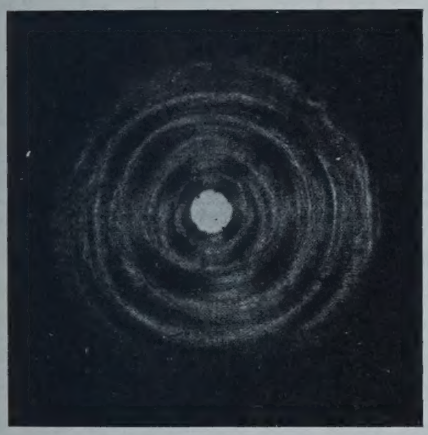
Zusammenfassung. Für die Alterung der Thermometergläser wird es sich empfehlen, das fertig geblasene Stück etwa 20° bis 30° über den Beginn der kritischen Zone 3 Stunden lang zu erwärmen, danach in etwa ebenso langer Zeit abzukühlen und an der Erweichungsgrenze 6 Stunden anzuhalten. Die Art der darauf folgenden Abkühlung ist alsdann von geringem Einfluß. Bei der angegebenen höchsten Temperatur



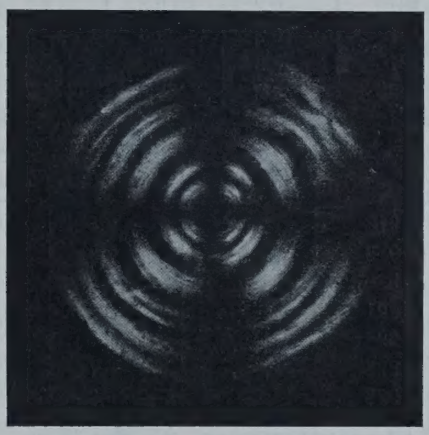
a) Glas 16 III.



b) Glas 16 III

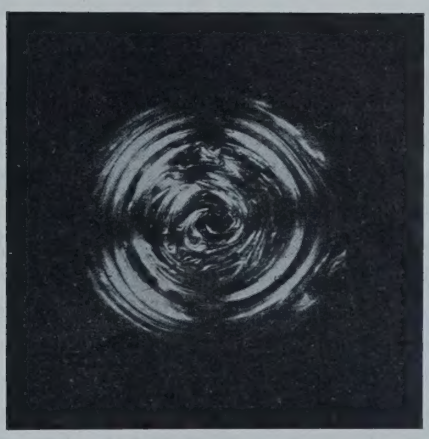


c) Supremaxglas.



d) Supremaxglas.

e) Glas 59 III.



f) Glas 59 III.

Fig. 14.

ist das Glas noch immer so zähe, daß es unter dem Einfluß der Schwere in der kurzen Zeit keine wesentlichen Deformationen erleidet, namentlich wenn man Instrumente mit dünnwandigen Gefäßen nicht auf den Boden des Ofens stellt, wie es unbedenklich mit den Kapillaren geschah, sondern sie aufhängt.

Welche Haltbarkeit des Eispunkts bei Thermometern aus Glas 59 III durch gute Alterung zu erreichen ist, zeigen die in der folgenden Tabelle aufgeführten Beispiele, die sich aus der Zahl der an der Reichsanstalt benutzten Normalthermometer noch vermehren ließen. Die drei ersten Thermometer sind älteren Ursprungs und seit 1916 außer Gebrauch, während die beiden letzteren jüngeren Datums sind. Der Eispunkt hat sich bei allen vorzüglich gehalten und wird von der vorausgegangenen Erwärmung wenig beeinflußt.

Eispunkte von Normalthermometern aus Glas 59III.

Jahr	Nr. 823		Nr. 1963			Nr. 77		
	Nach 300°	nach 400°	nach 300°	nach 400°	nach 500°	nach 300°	nach 400°	nach 500°
1905	— 0,8°	— 0,8°	+ 4,6°	—	—	—	—	—
1907	— 0,8	— 0,8	+ 4,9	+ 5,0°	+ 5,0°	+ 2,3°	+ $2{,}3_5$°	+ 2,2°
1912	— 0,2	— 0,3	+ 4,7	+ 4,8	+ 4,8	—	—	+ 2,1
1914	— 0,2	— 0.3	—	+ 4,7	+ 4,5	—	—	+ 2,0
1916	— 0,2		+ 4,8	—	—	+ 2,3	—	—
1926	— 0,2		+ 4,7	—	—	+ 2,1	—	—

Jahr	Nr. 22			Nr. 23			
	Nach 20°	nach 300°	nach 400°	nach 20°	nach 300°	nach 400°	nach 500°
1918	+ 0,4°	+ 0,5°	+ 0,3°	0,0	0,0	— $0{,}0_5$	— 0,3
1919	+ 0,5	+ 0,5	—	+ 0,1	+ 0,1	—	— 0,3
1920	+ 0,6	+ 0,6	+ 0,5	+ 0,2	— 0,1	0,0	+ $0{,}0_5$
1921	+ 0,7	+ 0,7	+ 0,5	0,0	0,0	0,0	0,0
1923	+ 0,8	+ 0,8	+ 0,6	+ 0,1	—	+ 0,2	—
1925	+ 0,7	+ 0,7	+ 0,5	+ 0,2	—	+ 0,2	—
1926	—	+ 0,9	—	—	—	—	—

Charlottenburg, 27. Mai 1926.

Über die Fleckenempfindlichkeit optischer Gläser.

Von

Dr. Hermann Heinrichs, Wissenschaftlichem Mitarbeiter der „Sendlinger optischen Glaswerke G. m. b. H." in Berlin-Zehlendorf.

Eine zahlenmäßige Feststellung der Haltbarkeit von Gläsern erfolgt im allgemeinen nur gegenüber der Einwirkung von Wasser nach den bekannten Methoden von Mylius. Aber diese Probe genügt nicht zur Charakterisierung der Haltbarkeit einer großen Zahl von optischen Gläsern, die, gänzlich anders zusammengesetzt wie die üblichen technischen Gläser, eine Korrosionserscheinung zeigen, die bei den Gebrauchsgläsern unbekannt ist: Die Bildung von schwarzen, grauen oder irisierenden Flecken. Da dieser Übelstand der Fleckenbildung bei solchen Gläsern häufig auftritt, die, nach der Eosinprobe beurteilt, gerade zu den besten gehören, so muß man, will man nicht ein völlig falsches Bild von der Widerstandsfähigkeit dieser Gläser erhalten, in einer weiteren Untersuchung auch diejenigen Eigenschaften messen, die die Ursache der Fleckenbildung sind. An anderer Stelle[1]) habe ich mit W. Tepohl zusammen eine Methode veröffent-

[1]) *Glastechn. Ber.* **3.** *S. 213—222. 1925.*

licht, nach der es möglich ist, zahlenmäßig diese Eigenschaft von Gläsern auszudrücken, und ich möchte im Folgenden etwas näher auf die Grundlagen der Methode eingehen unter Berücksichtigung weiterer Erfahrungen, die inzwischen gemacht wurden.

Die Ausführung der Methode gestaltet sich folgendermaßen:

Es wird 1 ccm des Glases von bestimmter Korngröße mit 20 ccm einer 0,5 %igen Essigsäure in einem 100 ccm Weithalsrundkolben aus Geräteglas eine Stunde auf dem kochenden Wasserbad behandelt, derart, daß dies Kölbchen stets gleich tief eintaucht und unter unseren Arbeitsbedingungen dem Wasserdampf eine Heizfläche von 22,4 qcm bot. Es kommt natürlich auch ganz außerordentlich darauf an, daß man stets gleiche Arbeitsbedingungen hat; denn von jedem der einzelnen Faktoren: Oberfläche des Glaspulvers, Säurekonzentration, Temperatur und Einwirkungszeit hängt selbstverständlich die Menge des aus dem Glas Herausgelösten wesentlich ab, und jedes Abweichen von der Norm macht sich bei den Gläsern, die überhaupt Nennenswertes abgeben, je nach der Art der Abweichung nach der Plus- oder Minusseite stark bemerkbar. Am schwierigsten ist von diesen Forderungen die nach einer konstanten Oberfläche des Glaspulvers zu erfüllen. Man hätte daran denken können, eine polierte Glasplatte bekannter Oberfläche zu verwenden. Aber abgesehen davon, daß die Oberfläche polierten oder geblasenen Glases gegenüber den nicht an der Oberfläche befindlichen Teilen verändert ist, ist der Angriff einer so verdünnten Säure auf ein Glasstück, das seiner Größe nach für eine Untersuchung in Frage käme, doch zu gering, als daß man bei Gläsern nur mittlerer Angreifbarkeit noch meßbare Unterschiede wahrnehmen könnte. Die Anwendung einer stärkeren Säure erschien wegen ihres allzu starken Angriffs auf Gläser höherer Fleckempfindlichkeit nicht ratsam, ferner hatte sich die 0,5 %ige Essigsäure in der qualitativen Probe auf Fleckenempfindlichkeit von Zschimmer[1]) bewährt, und es leuchtete von vornherein ein, daß ein Glas, das nennenswerte Substanzmengen an eine derart verdünnte schwache Säure abgibt, auch im Gebrauch sauren Agenzien gegenüber sich als angreifbar erweisen muß. So blieb dann nichts weiter übrig, als die Glasoberfläche durch Zerkleinern des betreffenden Glases beträchtlich zu vergrößern. Verwandt wurde ein Grieß, der die Maschen eines Siebes mit 400 Maschen pro qcm noch passierte aber nicht mehr die eines Siebes mit 1600 Maschen pro qcm. Durch sehr sorgfältiges Absieben des feinsten Staubes gelingt es, den Fehler auf ca. 10 % des absoluten Wertes herabzusetzen. Durch Schlämmen oder Auswaschen des Siebgutes mit einer das Glas nicht angreifenden organischen Flüssigkeit wie z. B. Alkohol, kann man noch weiter gelangen in der Reinigung des Glasgrießes von feinem Staub[2]). Da sich aber die Löslichkeit der Gläser in der Größenordnung der abgegebenen Oxydmenge unterscheidet und innerhalb dieses großen Intervalls eine Einteilung in nur wenige Klassen zu erfolgen hat, so ist meines Erachtens dieser Fehler erträglich zu nennen. Durch die inzwischen erfolgte Inangriffnahme einer Normung von Prüfsieben[3]) und die Möglichkeit, solche Siebe von dem Staatl. Materialprüfungsamt in Dahlem eichen zu lassen, wird die Erwerbung gleichmäßiger Siebe für die verschiedenen Untersuchungsstätten sehr erleichtert. Eine kleine Schwierigkeit bereitet auch die Innehaltung gleicher Temperatur. Wir benutzten zu unseren Bestimmungen stets Wasserbäder mit gleich großen Öffnungen von 48 mm ϕ und dieselben Kölb-

---

[1]) *Deutsche Mechaniker-Ztg. 1903. S. 53—55.*

[2]) Vgl. W. E. S. Turner, *A critical Examination of methods commonly used in Determining the Durability of Glass. Journ. Soc. Glass Techn.* **6.** *S. 30. 1922.*

[3]) Normblatt DIN 1171 v. 1. 7. 1925.

chen, so daß die vom Wasserdampf beheizte Fläche stets gleich groß war (vgl. oben). Das Wasser wurde im Sieden gehalten. Zur Erhaltung einer gleichen Säurekonzentration wurden die Kölbchen mit einem Uhrschälchen bedeckt. Diese wurden dann während der Einwirkungszeit ruhig stehengelassen, so daß in der Hauptsache frische Säure nur durch Diffusion an die Oberfläche des Glaspulvers gelangte. Man hätte auch die Einwirkung der Säure etwa in fest verschlossenen aber rotierenden Gefäßen vor sich gehen lassen können, um den Fehler zu vermeiden, daß die Körnchen des Glaspulvers durch Zusammenbacken verschieden große Oberflächen bilden. Aber eine solche Anordnung würde eine ziemlich komplizierte Apparatur erfordern, während die in den einzelnen Parallelversuchen erhaltenen Resultate ohnehin genügend übereinstimmend waren, und es ja bei der Methode nur darauf ankommt, durch peinliche Innehaltung stets gleicher Versuchsbedingungen wirkliche Vergleichswerte der Gläser untereinander zu erhalten. Für die Anwendung der Methode als Prüfmethode einer offiziellen Stelle würde ich die Einführung eines in seinen Abmessungen genau festgelegten Wasserbades ebenso wie die Benutzung der von uns verwendeten 100 ccm Weithalskolben aus Jenenser Glas empfehlen. Es wäre dann jedem anderen Laboratorium möglich, unter genauer Innehaltung der amtlichen Versuchsbedingungen, zu den gleichen Absolutwerten zu gelangen. Zur weiteren Ausführung der Untersuchung ist nicht mehr viel zu bemerken. Man nimmt nach einer Stunde Einwirkungszeit das Kölbchen vom Wasserbade, spült das Uhrglas mit wenig Wasser ab, kühlt schnell unter der Wasserleitung etwas ab, filtriert vom Glasgrieß ab und wäscht Kölbchen und Glasgrieß mit 25 ccm Wasser in drei Anteilen. Im Filtrat bestimmt man dann die Menge des in Lösung gegangenen „typischen" Oxyds. Als „typisches" Oxyd ist dasjenige zwei- oder mehrwertige basische Oxyd zu verstehen, das dem betreffenden Glase als chemischem Individuum seinen Charakter verleiht, namentlich hinsichtlich seiner Haltbarkeit, und welches das Glas auch physikalisch soweit beeinflußt, daß von seiner Einführung die optischen Eigenschaften wie Brechungsindex und Farbzerstreuung weitgehend abhängen. In dem sogenannten „Normalglas", $6\,SiO_2 \cdot CaO \cdot Na_2O$, würde diese Bedingungen der Kalk erfüllen. In den optischen Gläsern (und für diese fast ausschließlich kommt die beschriebene Probe in Frage) ist der Kalk, wenn man von den Krongläsern absieht, durch die Oxyde des Bleis, Bariums, Antimons, Zinks usw. ersetzt. Dieser Ersatz führt, wenn er ohne Rücksicht auf die Haltbarkeit der betreffenden Gläser allein unter dem Gesichtspunkt bestimmter, zu erreichender, optischer Eigenschaft erfolgt, zu stark basischen Silikaten, die durch Abrauchen mit konzentrierter Salzsäure quantitativ zersetzt werden und sogar schon durch sehr verdünnte Lösungen (z. B. Handschweiß) einen Angriff erleiden, der zur Bildung von blauirisierenden oder grauen Flecken führt. Ganz besonders empfindlich sind Bleigläser, die unter der Einwirkung geringer, in der Luft enthaltener Schwefelwasserstoffmengen schwarze Bleisulfidflecken bilden können, die als solche bereits von Faraday erkannt wurden. Die oben erwähnte Methode von Zschimmer benutzt gleichfalls eine sehr schwache Säure als Reagenz: Ein Tropfen einer Lösung von 0,5 %iger konzentrierter Essigsäure und 0,05 % Glycerin wird auf dem zu untersuchenden Glase eindunsten gelassen, und aus der Intensität des entstandenen Flecks auf den ungefähren Grad der Fleckempfindlichkeit geschlossen. Eine von W. Tepohl angegebene Methode[1]), die es ermöglichen soll, die Fleckenempfindlichkeit von Gläsern

[1]) *Glastechn. Ber. 1923. S. 97.*

zahlenmäßig festzulegen, benützt eine $\frac{n}{10}$ Salzsäure, von der ein Teil bei seiner Einwirkung auf das Glaspulver neutralisiert wird, während der unverbrauchte Rest leicht zurückgemessen werden kann. Zweifellos sind nach dieser Methode gute Vergleichswerte zu erhalten bei Gläsern, die ihrer Zusammensetzung nach gleichen Typen angehören. Wird dagegen ein Vergleich gezogen beispielsweise zwischen Blei- und Barytgläsern, so macht sich die Nichtberücksichtigung der Äquivalentgewichte der verschiedenen, neutralisierend wirkenden Oxyde immerhin so störend bemerkbar, daß es unmöglich erscheint, die Gläser verschiedenen Typs, die eine gleiche Anzahl Kubikzentimeter Salzsäure verbrauchen, in ihrer Fleckenempfindlichkeit als gleich anzusehen. Diese Schwierigkeiten sollen durch die angegebene Methode vermieden werden, bei der das betreffende „typische" Oxyd für sich bestimmt und diejenigen Gläser verschiedener Typen bez. ihrer Fleckenempfindlichkeit gleichgesetzt werden, die eine gleiche Anzahl Milligramme „typischen" Oxydes an die verdünnte Essigsäure abgeben. Selbstverständlich bedeutet die Einführung eines Begriffs wie „typisches Oxyd" und vor allem die Annahme, daß Gläser, aus denen gleiche Mengen „typischen" Oxyds herausgelöst seien, gleiche Fleckenempfindlichkeit besitzen, eine gewisse Willkür. Aber für das Oxyd, dessen Löslichkeit als Maß für die Definition einer wichtigen Eigenschaft optischer Gläser dienen sollte, mußte ein prägnanter Ausdruck geschaffen werden, und für die Berechtigung, ein System nach den angeführten Grundsätzen aufzustellen, sprachen die langjährigen Erfahrungen der Optischen Anstalt C. P. Goerz, die mit der theoretischen Auswertung der Untersuchungsergebnisse durchaus übereinstimmten.

Der Weg zur analytischen Bestimmung des Gelösten ist von untergeordneter Bedeutung. Am genauesten dürfte die Gewichtsanalyse sein. Dagegen hat die Festsetzung der Oxyde zu erfolgen, die als „typisch" für die einzelnen Glastypen zu gelten haben, und deren Löslichkeit demgemäß zu bestimmen ist. Für Krongläser, im allgemeinen reine Alkalikalksilikate oder Alkalikalkborosilikate, kommt meistens nur der Kalk in Frage. Bei einigen schweren Krongläsern findet sich unter Umständen etwas Bariumoxyd oder Bleioxyd. Wenn auch diese Gläser im allgemeinen keine Fleckenempfindlichkeit zeigen, so ist es doch zweckmäßig, sie in diesem Zusammenhang zu erwähnen; denn ihre Fleckenunempfindlichkeit drückt sich auch in einer völligen Unlöslichkeit ihres „typischen" Oxydes aus. Dasselbe gilt von den Zinkkronen, in denen der Kalk durch Zinkoxyd ersetzt ist. In dem optischen Typus der Barytkrone (Barione) finden wir eine große Anzahl sehr fleckenempfindlicher Gläser. Es handelt sich um Bariumborosilikate mit wenig oder keinem Alkali und relativ wenig Kieselsäure, auch Tonerde und Zinkoxyd sind zumeist an ihrem Aufbau beteiligt. Ein wenig Bleioxyd, das in den schwersten Gläsern dieser Gruppe vorliegt, kann als solches vernachlässigt und dem Bariumoxyd zugerechnet werden. Bei diesen Gläsern kann als „typisches" Oxyd ohne weiteres das Bariumoxyd aufgefaßt werden. Beim Zinkoxyd, das zwar nur in kleineren Mengen in diesen Gläsern enthalten ist, wurde der in Lösung gegangene Anteil nicht mitbestimmt, gewissermaßen als Ausgleich solchen Gläsern gegenüber, die wegen der Bildung eines intensiv gefärbten Sulfides (PbS, Sb_2S_3) ganz besonders zu Flecken neigen. Bei den eigentlichen Flintgläsern kommt, da es sich fast ausschließlich um reine Alkalibleisilikate handelt, nur das Bleioxyd als „typisches" Oxyd in Betracht, und endlich bei den Bariumflinten (Barinten) kommen Bleioxyd und Bariumoxyd nebeneinander in wechselnden Mengenverhältnissen vor, deren Einzelanteile in der Lösung indirekt leicht zu bestimmen und deren Summe dann als „ty-

pisches“ Oxyd zu rechnen ist. Bei den Antimonflinten vertritt die Rolle des „typischen“ Oxyds unzweifelhaft das Antimontrioxyd.

So leicht es nun für denjenigen, der die Zusammensetzung des Glases kennt, möglich ist, nach der gegebenen Definition das „typische“ Oxyd des Glases herauszufinden, so liegt natürlich für die Untersuchung durch eine neutrale Stelle eine gewisse Schwierigkeit darin, daß die Methode sich auf die Bestimmung eines Oxydes gründet, das nicht genau festgesetzt ist, und leider nicht immer das gleiche sein kann, doch wird in 90% aller Fälle, wo es sich um die Untersuchung eines wirklich fleckenempfindlichen Glases handelt, Bariumoxyd oder Bleioxyd einzeln oder gemeinsam das „typische“ Oxyd der zu untersuchenden Gläser sein. Aber ich halte es doch für erforderlich, daß diejenigen Stellen, die die Gläser zur Untersuchung einreichen, in dem Falle, daß es sich nicht um gewöhnliche Baryt- oder Bleigläser handelt, der Untersuchungsstelle angeben, welches Oxyd hier als „typisches“ anzusehen ist. Es läßt sich dies sehr gut durchführen, wenn die optisches Glas fabrizierenden Werke selber ihre Gläser zur Untersuchung einsenden und in ihren Katalogen (ähnlich, wie es mit den Ergebnissen der Eosinprobe schon heute geschieht) die betreffenden Fleckenempfindlichkeitswerte angeben. Der Optiker, der ein ihm seiner Fleckenempfindlichkeit nach noch unbekanntes Glas verwenden will, brauchte nur die in den Katalogen angegebene Fleckenempfindlichkeit des unbekannten Glases mit der eines ihm bekannten zu vergleichen und braucht nicht etwa selber das Glas, dessen Zusammensetzung ihm unbekannt ist, zu einer Prüfung fortzugeben. In den Katalogen des Glaswerkes Schott & Genossen sind übrigens seit langem die meisten fleckenempfindlichen Gläser, wenigstens qualitativ, durch ein beigefügtes „f“ kenntlich gemacht.

Bezüglich der einzelnen Untersuchungsergebnisse muß ich wiederum auf die Veröffentlichung in den Glastechnischen Berichten verweisen. Eine gänzliche oder doch weitgehende Unlöslichkeit des „typischen“ Oxydes zeigte sich in Übereinstimmung mit den Erfahrungen der Praxis bei allen Krongläsern sowie bei den leichten Flinten, Barinten und Barionen. Bei den Flinten, Gläsern, die ihrer Zusammensetzung nach den Bleiglasregeln von Keppeler und Zschimmer weitgehend folgen, erhält man eine regelmäßige Kurve, wenn man in einem Koordinatensystem auf der Abszisse den Prozentgehalt der Gläser an Bleioxyd, auf der Ordinate die Menge des herausgelösten Bleioxyds abträgt. Dieselben scharf ansteigenden Kurvenzüge wurden in einer noch nicht abgeschlossenen Arbeit erhalten, in der Reihen von Bleigläsern erschmolzen wurden, die nach anderen molekularen Verhältnissen von Kieselsäure, Bleioxyd und Alkalioxyd zueinander zusammengesetzt waren. Hierbei zeigte sich deutlich, daß die Fleckenempfindlichkeit nicht nur von dem absoluten Wert des Bleigehalts, sondern auch von der übrigen Zusammensetzung des Glases stark beeinflußt wird, d. h., wird Kieselsäure durch Alkalioxyd ersetzt, so steigt die Fleckenempfindlichkeit an, während sie sich umgekehrt beim Ersatz von Alkali durch Kieselsäure vermindert. Wenn es also möglich ist, schwerere Bleigläser herzustellen, deren Alkaligehalt unter dem nach den Regeln von Keppeler und Zschimmer errechneten liegt, so würde die Fleckenempfindlichkeit dieser Gläser entsprechend abnehmen. Die Einführung von Borsäure in Bleigläser, so wünschenswert sie vom Standpunkt des rechnenden Optikers wäre, verschlechtert die Gläser hinsichtlich der Fleckenempfindlichkeit rapide. Gläser, in denen die gesamte Kieselsäure durch Borsäure ersetzt ist, sind völlig unbrauchbar. Auch bei schweren Barytgläsern, die ebenfalls sehr fleckenempfindlich sind, ist der Einfluß der Gesamtzusammensetzung auf die Löslichkeit des Bariumoxyds unverkennbar. Auch hier übt die Borsäure wieder einen schädlichen Einfluß aus, aber erst, wenn das molekulare

Verhältnis von Kieselsäure zu Borsäure unter eine gewisse Grenze gesunken ist. Von günstigem Einfluß ist (wie empirisch längst gefunden war) die Einführung von Tonerde, die wegen dieser Eigenschaft unbedingt den Säurebestandteilen des Glases zuzuzählen ist. Das Studium der Barione wird dadurch außerordentlich erschwert, daß diese Gläser nicht, wie die Flinte, nur unter Veränderung des Verhältnisses ihrer Komponenten zueinander nach einer regelmäßigen Reihe erschmolzen sind. Dem Versuch, durch kleine Laboratoriumsschmelzen bestimmte regelmäßige Reihen zu erhalten, steht der außerordentlich heftige Hafenangriff dieser Gläser und die Verdampfbarkeit der Borsäure beim Schmelzen entgegen. Es wird kaum möglich sein, mit Schmelzen unter 100 kg Glasgewicht einwandfreie Resultate zu erhalten, die sich ohne weiteres auf die Herstellung im großen übertragen lassen.

Unter den beschriebenen Typen finden sich fast sämtliche der von den optischen Glashütten hergestellten Gläser. Bei den wenigen Sondergläsern, die ein anderes „typisches Oxyd" und demzufolge auch andere optische Eigenschaften besitzen, sind vor allem die Fernrohrflinte, Gläser mit einem hohen Gehalt an Antimonoxyd, zu nennen. Bei der Beurteilung dieser Gläser bezüglich ihrer Fleckenempfindlichkeit nach der Löslichkeit des Antimonoxyds in 0,5 %iger Essigsäure und einem Vergleich mit den anderen, nach dieser Methode untersuchten Gläsern erscheinen jedoch die Fernrohrflinte haltbarer, als ihrer tatsächlichen, d. h. in der Praxis festgestellten Fleckenempfindlichkeit entspricht. Ich habe mich infolgedessen noch einmal mit diesen Gläsern speziell befaßt und bin zu dem Ergebnis gelangt, daß die leichte Hydrolysierbarkeit der Antimonsalze in schwachsauren Lösungen ein falsches Bild von der Angreifbarkeit hochprozentiger Antimongläser durch 0,5 %ige Essigsäure entstehen ließ. Eine schwache organische Säure, in der sich das Antimonoxyd leicht unter Komplexbildung und in nicht hydrolysierbarer Form löst, ist die Weinsäure, und es wurde daher die Abgabe von Antimonoxyd der Fernrohrflinte an Essigsäure mit der an eine 0,5 %ige Weinsäure verglichen. Das Filtrat wurde in beiden Fällen mit 5 cc conc. Salzsäure versetzt und nach Zugabe eines Tropfens Methylorange mit einer gegen Brechweinstein eingestellten $\frac{n}{100}$-Kaliumbromatlösung titriert. Durch Blindversuch wurde die vom Indikator verbrauchte Bromatmenge ermittelt. Es zeigte sich, daß durch die Behandlung mit Weinsäure ungefähr die vierfache Menge herausgelöst war wie mit Essigsäure. Die unter Zugrundelegung der so erhaltenen Werte berechnete Fleckenempfindlichkeit stimmte weit besser mit den Beobachtungen der Praxis überein. Die Verwendung von Weinsäure bei den Gläsern, die Antimonoxyd als „typisches Oxyd" enthalten, läßt selbstverständlich, streng genommen, einen Vergleich mit den Resultaten der Essigsäure-Löslichkeit nicht zu. Vergleicht man aber die Absolutwerte der Wasserstoffionenkonzentration einer 0,5 %igen Essigsäure und Weinsäure, so erscheint der Fehler erheblich geringer, da es sich in beiden Fällen um Lösungen von außerordentlich schwacher Acidität handelt. Auch fällt das Abweichen von der Regel, die Gläser mit 0,5 %iger Essigsäure zu behandeln, dadurch wenig ins Gewicht, daß die Zahl der Fernrohrflinte, d. h. der Gläser, deren Oxydabgabe an 0,5 %ige Weinsäure gemessen werden muß, gegenüber den anderen optischen Gläsern nur eine verschwindend kleine ist.

Es bleibt noch die Einteilung in bestimmte Haltbarkeitsklassen, wie sie in der ersten Veröffentlichung vorgeschlagen wurde, zu besprechen übrig. Für die Bewertung der Gläser nach ihrer Fleckenempfindlichkeit erschienen fünf Klassen ausreichend. Nicht ganz leicht zu lösen war allerdings die Aufgabe, die Grenzen der einzelnen Klassen festzusetzen, und es war dies überhaupt nur möglich unter Verwertung der

Erfahrungen, die die Optische Anstalt C. P. Goerz betreffs der Fleckenempfindlichkeit der einzelnen Gläser im Laufe der Jahre gesammelt hatte.

Es gehören demnach die Gläser mit:

0— 3 mg	gelösten	„typischen	Oxydes“	in	die	Klasse	I
3—10 „	„	„	„	„	„	„	II
10—15 „	„	„	„	„	„	„	III
15—30 „	„	„	„	„	„	„	IV
über 30 „	„	„	„	„	„	„	V

Die Gläser der Klasse I sind keinesfalls fleckenempfindlich. Ihr gehören nur solche Gläser an, die, wie die Krongläser und leichten Bleigläser, einen relativ hohen Kieselsäuregehalt aufweisen. Die Gläser der Klasse II sind bereits empfindlich gegenüber dem Angriff stärkerer Säuren, wie er unter Umständen im Fabrikationsgang stattfindet, z. B. bei Verwendung eines säurehaltigen Kittes. Im normalen Gebrauch sind die Gläser aber nicht fleckenempfindlich. Die Hauptvertreter dieser Klasse sind die mittelschweren Bleigläser, einige Barinte, darunter das Prismenflint 570/560[1]) und einige Barione. Gläser der Klasse III sind dann schon fleckenempfindlich zu nennen. Hierher gehören z. B. die Fernrohrflinte sowie einige schwere Flinte (z. B. 673/320) und schwere Barinte wie 657/363. In die Klasse IV fallen dann die schwersten Flinte (von 717/295 bis 754/275) und die meisten Barione, (z. B. 611/568, 617/540, 590/612, 609/589) die schon beim Liegen an der Luft Fleckenbildung zeigen. In die Klasse V gehören dann die schwersten Barione (618/569, 621/589), die schwersten Bleigläser sowie Bleiborosilikatflinte und im weiten Abstand endlich die Bleiboratflinte.

Die Anwendung der Methode erstreckt sich zunächst auf eine Kontrolle von neuerschmolzenen optischen Gläsern. Man kann in manchen Fällen durch eine abweichende chemische Zusammensetzung sehr ähnliche optische Eigenschaften bei verminderter Fleckenempfindlichkeit erzielen. Dabei wird sich im Vergleich zweier ähnlich zusammengesetzter Gläser ein sehr genaues Bild ihrer relativen Haltbarkeit durch die beschriebene Arbeitsweise erhalten lassen. Aber auch bei einem Vergleich von Gläsern verschiedener Typen untereinander zum Zweck der Feststellung eines absoluten Wertes ihrer Fleckenempfindlichkeit erhält man praktisch verwendbare Zahlen, wenn auch natürlich kleine Differenzen nicht ausgeschlossen sind, die sich aus dem ganz verschiedenen Charakter der Gläser als chemische Individuen ergeben; denn, um ein Beispiel zu nennen, ein Bariumborosilikatglas ist eben ein ganz anderer chemischer Körper wie ein Alkalibleisilikat und wird sich daher niemals ohne jeden Vorbehalt mit einem solchen vergleichen lassen. Daß es aber möglich ist, nach dieser Methode die Glastypen mit einer großen Annäherung an ihr tatsächliches Verhalten untereinander zu vergleichen, geht daraus hervor, daß die Resultate der Untersuchung mit den Erfahrungen der Praxis gut übereinstimmten. Man hat ferner durch Anwendung der Methode die Möglichkeit, vor der Verarbeitung neuer Gläser, über deren Fleckenempfindlichkeit Erfahrungen noch nicht vorliegen, sich durch eine einfache, kurze Untersuchung vor Fehlschlägen zu bewahren, wie sie bei der Verwendung eines nicht genügend haltbaren Glases für ungeschützte Teile der Optik eintreten könnten und auch wohl gelegentlich eingetreten sind.

[1]) Die Angabe erfolgt nach der Katalogbezeichnung der Sendlinger optischen Glaswerke.

Ein neues Verfahren zur Messung der Bodentemperatur.

Von

Prof. Dr. **Wilhelm Schmidt** in Wien.

Zur Messung der Bodentemperatur dienen — von den obersten Schichten abgesehen — im wesentlichen zwei verschiedene Verfahren: das erste gebraucht gewöhnliche Flüssigkeitsthermometer, die durch Umhüllung mit schlechten Wärmeleitern träge gemacht werden, das andere elektrische Einrichtungen, vornehmlich Widerstandsthermometer, seltener Thermoelemente. Alle diese werden von vornherein in bestimmten Tiefen untergebracht, eingegraben.

Diese Anordnungen mochten genügen, wenn man die Beobachtungen der Bodentemperatur bloß in der einfachsten Weise auf eine Bestätigung der Gesetze der Wärmeleitung hin ausnützte. Nun läßt sich aber viel weitergehender Gebrauch denken: die Theorie kann aus genaueren Angaben eine Übersicht über die tatsächlichen Wärmeumsätze an der Erdoberfläche und über ihre Rückwirkung auf die Erscheinungen in der Luft ableiten (was bisher nur in vereinzelten Fällen geschah), die Praxis bedarf genauerer Kenntnis der mannigfaltig verschiedenen natürlichen Bedingungen, denen wichtige pflanzliche Organe ausgesetzt sind. Die gesteigerten Anforderungen an die Meßeinrichtungen lassen sich etwa wie folgt zusammenfassen. Es wird verlangt: 1. möglichst die ungestörte Temperatur des natürlichen Bodens, 2. genügende Genauigkeit der Beobachtungen ohne zeitliche Verzögerung, 3. Angaben aus verschiedenen Tiefen, womöglich beliebigen bis zur maximalen, 4. genaue Definition dieser Tiefen, besonders in der Nähe der Oberfläche, 5. einfache Einrichtung neuer Meßstellen, 6. einfache Handhabung, 7. jederzeit mögliche Kontrolle.

Das neue Verfahren besteht nun darin, daß die Meßstelle bloß dadurch vorgerichtet wird, daß man in den natürlichen Boden ein enges Rohr von geringem Wärmeleitvermögen eintreibt. Seine Wand wird dann in jeder Tiefe genügend genau die Temperatur der anstoßenden Erdschicht besitzen; man braucht also bloß jene Temperatur an der Innenwand durch eine geeignete Vorrichtung zu messen, am besten auf elektrischem Wege.

Als Rohre wurden unten geschlossene Glasrohre von etwa 7 mm äußerer Dicke und rund $^1/_2$ mm Wandstärke gewählt. Ihre Länge betrug in der Regel 60 cm (bis zu solchen Tiefen ist im allgemeinen der tägliche Temperaturgang noch merklich), nur für besondere Zwecke weniger. Diese kurzen Rohre waren ohne weiteres in weicheres Erdreich einzutreiben, sonst aber wurde mit Eisenstäben vorgebohrt. Die dadurch verursachte Störung der Temperaturverhältnisse war gering: zur Probe wurden einmal Glasrohr und Eisenstab in der Sonne liegen gelassen, sodaß sie stark erwärmt waren; die gleich nach dem Einführen des Rohres in den Boden gemachten Messungen zeigten zunächst eine Temperaturerhöhung, diese ging aber innerhalb weniger als einer Viertelstunde vollkommen zurück. Das wäre also eine vorsichtshalber bei neu eingerichteten Meßstellen einzuhaltende Wartezeit. Ist der Boden wenig nachgiebig, so schließt er sich zunächst noch nicht ganz dicht an das Rohr an (das ja etwas dünner ist als der Stab), ohne daß dadurch die Messungsergebnisse irgendwie merklich beeinflußt würden. Es dauert aber keinen Tag, so sitzt das Rohr auch da vollkommen fest, was bei lockerem nachgiebigem Boden sogleich der Fall ist; hier wird auch die Wartezeit geringer. Die Rohre bleiben dann einfach stecken, werden nur außerhalb der Messungszeit durch Korkstopfen und Zinnkapseln verschlossen gehalten.

Bei dieser Anordnung ist der natürliche gewachsene Boden möglichst wenig gestört, auch nicht in seiner Temperaturverteilung: ist doch der Wärmeleitungskoeffizient des Glases, rd. 0,0022 absolute Einheiten, niedriger als der niedrigste im Freien gemessene, der des losen Sandes, 0,0026; schon der des Sandbodens ist doppelt so hoch. Eine Veränderung der Wandtemperatur durch Konvektionsströmungen der Luft im Rohre ist nicht möglich: beträgt doch die gesamte Wärmekapazität der Luft bei 60 cm Rohrlänge kaum über 1/200 g-kal. Und selbst dieser geringe Betrag kann nicht zur Geltung kommen, da ja wegen der Enge alle Bewegungen bis zu unmerklichen Geschwindigkeiten abgebremst sind.

Zur Temperaturmessung selbst wurden einfache Thermoelemente aus freien, etwa 4 cm lang vorstehenden Drähten aus Kupfer und Konstantan benützt, jenes 0,05, dieses, das die Federkraft zum Anpressen an die Wandung besitzen mußte, 0,1 mm dick. Sie saßen, durch einen sie umfassenden Stahldrahtbügel vor dem Anstoßen am Grunde der Glasröhren geschützt, an dünnen Kupfer- oder Messingrohren, die zum Einführen dienten und in denen die Verbindungsdrähte liefen. Da sie bei den Beobachtungen im Freien immerhin leicht beschädigt werden konnten, waren sie durch eine kleine Preßschraube auswechselbar an die dickeren Zuleitungen (je $^1/_2$ mm Kupfer und Konstantan) festgeklemmt. Die zweite Lötstelle des Thermokreises befand sich zusammen mit den aus Konstatan gewickelten Vorschalt- und Nebenschlußwiderständen in einer als Nullbad dienenden Dewarschen mit Wasser gefüllten Flasche. In diese ragte noch ein Thermometer hinein, das bei jeder Messung die Temperatur des Nullbades abzulesen gestattete, ferner ein unten geschlossenes Glasrohr zur Aufnahme des zur Messung bestimmten Thermoelementes vor und nach jeder Beobachtungsreihe. Für das Bad wurde absichtlich nicht Eis gewählt, sondern Wasser von mittlerer Temperatur, da so die Temperaturunterschiede beider Lötstellen und damit auch die Stromstärken innerhalb mäßiger Grenzen blieben.

Zur Stromanzeige — auf jede Kompensationsanordnung, die die Anordnung verwickelt hätte, wurden verzichtet — diente schließlich ein Zeißsches Schleifengalvanometer, mit der schwachen 80fachen Vergrößerung in hängender Stellung gebraucht. Es ist vorzüglich für den Zweck geeignet: unempfindlich gegenüber den Stößen beim Transport und den im Freien unvermeidlichen Luftströmungen, rasch aufzustellen, leicht abzulesen, mit seinem geringen Widerstand gerade thermoelektrischen Messungen angepaßt, genügend empfindlich (bis 2 Skalenteile für einen Grad C.), und erlaubt wegen seiner raschen aperiodischen Einstellung Messungen rasch hintereinander.[1]) An ihm wurden für den Feldgebrauch nur wenig Änderungen vorgenommen: die langen vorstehenden Zuführungsklemmen aus Messing, die gerade im Freien leicht Anlaß zu Störungen durch Thermoströme bieten, wurden durch solche aus Kupfer ersetzt, die nur ganz kurz gehalten waren. Dadurch konnte man auch das Galvanometer mit seinem ganzen Zubehör in einem flachen, an einem Riemen über die Schulter zu tragenden Kistchen unterbringen. Aufgestellt wurde es auf einem kräftigen festklemmbaren Holzstativ.

Jedes einzelne in Verwendung genommene Thermoelement wurde auf Temperatur geeicht. Zwischen Galvanometerausschlag und Temperaturunterschied ergab sich fast genau eine lineare Beziehung, die sich vorzüglich hielt. Für die spätere Auswertung sehr bequem erwies sich auch die Möglichkeit, die Schleife des Galvanometers durch Drehen um die optische Achse auf einen beliebigen Skalenteil einspielen zu lassen;

[1]) Vgl. R. Mechau, *Physikal. Zeitschr.* **24.** *S. 242. 1923;* Referat in *dieser Zeitschr.* **44.** *S. 29. 1924.*

steckte vor der eigentlichen Messung das Thermoelement im Nullbade, so wurde so weit verstellt, bis sich der Strich auf jenen Skalenwert einstellte, der nach der Eichkurve der augenblicklichen Temperatur des Bades entsprach. Die Schwankungen der Badtemperatur konnten auf diese Weise innerhalb gewisser Grenzen ausgeglichen werden, sodaß nur ein kleines Korrekturglied übrig blieb.

Die eigentliche Messung spielte sich ab wie folgt: Aufstellen des Galvanometers nahe der Meßstelle, Thermoelement im Nullbad; Ablesung von dessen Temperatur, Einstellen des Galvanometers auf den dieser Temperatur entsprechenden Teilstrich; Einführen des Thermoelements in das geöffnete Glasrohr und zwar von der Oberfläche ab in beliebigen Stufen, gewöhnlich von 2 zu 2 cm bis 20 cm, von da ab in Schritten von 4 cm. Die Einstellung der Galvanometerschleife erfolgte wegen der geringen Trägheit von aufnehmendem und anzeigendem Teil in der Regel so rasch, daß sie nicht mehr Zeit brauchte, als zum raschen Aufschreiben der Ablesung nötig war. Eine vollständige Meßreihe, die Werte aus 15 bis 20 verschiedenen Tiefen lieferte, erforderte nicht ganz zwei Minuten. Nachher wurde die Kontrolle im Nullbad wiederholt. Wenn es auch bequemer war, für das Einführen des Thermoelements eine Hilfe zu haben, so konnten die Beobachtungen doch auch ohne solche mit nur etwas mehr Zeitaufwand durchgeführt werden.

Gegenüber den anderen eingangs erwähnten Verfahren besitzt dieses eine ganze Reihe von Vorzügen. Es entspricht z. B. den aufgestellten Forderungen 1. bis 5. und 7. vollständig, allerdings mit dem Nachteil einer — für alle Meßstellen gemeinsamen — etwas umständlicheren Meßeinrichtung. Anderseits erwies sich die bewegliche Anordnung nicht bloß zur Messung der Bodentemperatur an verschieden gelegenen und beschaffenen Meßstellen sehr gut geeignet, sondern auch für eine ganze Reihe anderer Zwecke: so wurde die Lufttemperatur in verschiedener Höhe über dem Boden gemessen, entweder unmittelbar oder — bei Abwesenheit von Sonnenstrahlung — durch Einführen in ein senkrecht freistehendes mit paraffinierter Wolle umwickeltes Glasrohr; ähnlich die Temperaturverteilung in seichtem Wasser; durch einfaches Auflegen die Temperatur der freien Erdoberfläche, von Blättern usw. Es konnten leicht die oft überraschenden Abweichungen der Angaben von verschiedenen Stellen, die Wirkung der Beschattung, der Bodenbearbeitung, des Einsickerns kalten Wassers (Niederschlags) verfolgt werden. Wie rasch sich arbeiten ließ, ersieht man daraus, daß ohne besondere Anstrengung innerhalb nicht ganz drei Wochen an die 7000 Einzelablesungen gewonnen wurden. Über diese selbst soll an anderer Stelle berichtet werden.

Zusammenfassung. Es wird ein neues Verfahren zur Messung der Bodentemperaturen beschrieben, das sich vor allem zur Einrichtung von fliegenden Meßstellen für besondere Untersuchungen eignet: durch Thermoelement und Schleifengalvanometer wird die Temperatur der Innenwand eines im Boden steckenden dünnwandigen Glasrohres bestimmt, die in jeder Tiefe mit jener der umgebenden Erdschicht übereinstimmt. Das sehr rasch arbeitende Verfahren läßt sich den verschiedensten Bedingungen anpassen.

Wien, Hochschule für Bodenkultur,
Lehrkanzel für Meteorologie.

Referate.

Direkte (exakte) Lösung des einfachen Rückwärtseinschneidens im Raume.

Von F. J. Müller. *Allgem. Vermessungs-Nachr. 1925, Nr. 16 und folgende.*

Die für die Auswertung von photogrammetrischen Aufnahmen aus dem Luftfahrzeug grundlegende Aufgabe des einfachen Rückwärtseinschneidens im Raum kann man bekanntlich entweder graphisch oder graphisch-numerisch oder numerisch oder mechanisch lösen. Bei den numerischen Lösungen kann man zwei Gruppen unterscheiden; bei der einen Gruppe werden die Werte der Unbekannten unmittelbar, bei der anderen Gruppe mittelbar — mit Hilfe von Näherungswerten durch schrittweise Annäherung — bestimmt. Die von F. J. Müller ausgearbeitete Lösung der vorliegenden Aufgabe ist eine numerische, bei der die gesuchten Größen unmittelbar bestimmt werden; im Grundgedanken läuft die Lösung — wie alle bisher angegebenen unmittelbaren Lösungen — auf die Auflösung einer Gleichung 4. Grades hinaus.

Die mechanische Lösung der Aufgabe geschieht mit Hilfe eines Auswerteinstruments; sie besteht darin, daß die Bildplatte im Instrument in diejenige Lage gebracht wird, die sie im Augenblick der Aufnahme im Raum hatte. Bei Verwendung eines Zweibildauswerteinstruments — Autokartograph oder Stereoplanigraph — bietet die mechanische Lösung den Vorteil, daß je zwei zusammengehörige Punkte gemeinsam festgelegt oder zwei zusammengehörige Bildplatten gemeinsam eingepaßt werden können. Nachdem heute ein mit dem betreffenden Auswerteinstrument vertrauter Beobachter bei nicht außergewöhnlichen Verhältnissen in der Lage ist, die Aufgabe des gemeinsamen Rückwärtseinschneidens von zwei Punkten im Raum mechanisch — durch „systematisches Probieren" — in nicht mehr als zwei Stunden[1]) zu lösen, haben die numerischen Lösungen — und dabei insbesondere diejenigen mit unmittelbarer Bestimmung der Unbekannten — in der Hauptsache nur noch theoretisches Interesse. *P. Werkmeister.*

Demonstrationsmodell des Orel-Zeiss'schen Stereoautographen

für Lehranstalten und wissenschaftliche Institute.

Nach Mitteilungen aus dem Arbeitsgebiet des Konsortiums Luftbild G. m. b. H. — Stereographik G. m. b. H. März 1926.

Ausgehend von dem Gedanken, daß es den Hochschulinstituten und wohl den meisten Museen nicht möglich ist, einen Stereoautographen zu beschaffen, baut das bekannte Konsortium Luftbild-Stereographik für Lehrzwecke ein anschauliches Modell des Stereoautographen. Das Modell ist derart ausgeführt, daß mit ihm der Grundgedanke der stereophotogrammetrischen Bildauswertung und insbesondere auch das selbsttätige Aufzeichnen von im Raumbild nachgefahrenen Höhenschichtlinien gezeigt werden kann. Das Instrument ist zunächst für den einfachsten Fall der Aufnahme bestimmt, bei dem beide Bilder in derselben Vertikalebene liegen; auf Wunsch kann es auch für Bilder in parallelen Vertikalebenen eingerichtet werden.

Der Preis des Instruments beträgt für Deutschland 1000 M. *P. Werkmeister.*

Die Beobachtungsergebnisse der Südfinnischen Triangulation in den Jahren 1920—1923.

Veröffentl. d. Finn. Geodät. Instituts Nr. 3. 235 S. Helsinki 1924.

In dieser interessanten, von J. Bonsdorff eingeleiteten Schrift berichten J. Bonsdorff über die Winkel- und Basismessungen, die astronomischen Azimute und die vorläufigen Lotabweichungen, Y. Leinberg über die astronomischen Längen- und Breitenbestimmungen und W. Heiskanen über die topographisch-isostatische Reduktion der Lotabweichungen an den Dreieckspunkten der Südfinnischen Dreieckskette. Es ist das eine der drei vom Finnischen Geodätischen Institut geplanten Querketten und zwar diejenige, die als Grundlage für die übrigen Messungen mit möglichst großer Genauigkeit gemessen werden soll. Die Kette ist doppelt angelegt; sie umfaßt 52 Dreieckspunkte,

[1]) Nach einer auf den Stereoplanigraphen sich beziehenden mündlichen Mitteilung eines Mitarbeiters vom Konsortium Luftbild-Stereographik G. m. b. H., und nach den Bemerkungen von R. Hugershoff über das Rückwärtseinschneiden im Raum mit Benützung des Autokartographen (Internationales Archiv für Photogrammetrie, VI. Bd., S. 94).

auf denen allen die astronomischen Längen und Breiten bestimmt werden sollen. Es sollen ferner möglichst viele astronomische Azimute gemessen werden. Die mittlere Seitenlänge soll etwa 30 km sein; die Ungenauigkeit der Seitenlängen soll 5 : 1000000, die der Grundlinien 2 : 1000000 und der mittlere Winkelfehler nach der internationalen Formel $\pm 0'',3$ nicht übersteigen. Gemessen sind bereits die Winkel an 30 Hauptpunkten und 11 Basisnetzpunkten, Länge und Breite auf 32, Azimute auf 15 Dreieckspunkten.

Für die Winkelmessungen im Dreiecksnetz wurden ein 27,5 cm-Universalinstrument mit exzentrischem Fernrohr und zwei 27,5 cm-Schraubenmikroskop-Theodolite, die sämtlich von den Hildebrand-Werkstätten in Freiberg/Sa. geliefert wurden, benutzt. Um einen Anhalt über die Teilungsfehler zu gewinnen, wurden für zwei Instrumente die beobachteten vollen Richtungssätze durch ein Näherungsverfahren hierfür ausgewertet. Von den Ergebnissen sagt J. Bonsdorff, daß sie „als sehr befriedigend angesehen werden" müssen und „die Vorzüglichkeit der Hildebrandschen Teilung" beweisen. Die Teilungsfehlerverbesserungen liegen bei dem Universalinstrument

im Jahr 1920 zwischen $-0'',25$ und $+0'',30$
im Jahr 1922 zwischen $-0'',19$ und $+0'',31$.

Durch Mittelbildung aus je zwei um 90^0 von einander abliegenden Durchmessern werden sie bis auf Reste zwischen $-0'',03$ und $+0'',06$ getilgt.

Bei dem einen untersuchten Theodolit liegen die Teilungsfehlerverbesserungen zwischen $\pm 0'',58$.

Auch die Größenordnung des zufälligen Durchmesserteilungsfehlers bestimmte J. Bonsdorff; er fand ihn „sehr befriedigend" bei den drei Instrumenten zu

$\pm 0'',30$ $\pm 0'',35$ $\pm 0'',19$

im Mittel also zu $\pm 0'',28$.

Der mittlere Fehler der Einstellung der Blase wurde ermittelt bei

einer Libelle mit $p = 1'',97$ zu $\pm 0{,}095\, p$
einer Libelle mit $p = 1'',35$ zu $\pm 0{,}098\, p$.

Mit Rücksicht auf die Schwierigkeit, in der Beobachtungsgegend scharfe und ruhige Bilder zu erhalten, wurde mit dem Okularmikrometer beobachtet. Tagesbeobachtungen mit dem Heliotrop und Nachtbeobachtungen mit Leuchtgerät (Azetylen- und elektrisches Licht) konnten, da zwischen ihnen kein systematischer Unterschied vorhanden war, miteinander verbunden werden. Das internationale Genauigkeitsmaß für die Winkelmessung gab

$$m = \pm 0'',29\,,$$

während sich der mittlere Fehler eines in 12 Sätzen beobachteten Winkels errechnete zu

$$m_w = \pm 0'',25\,.$$

Die Beobachtung einer Richtung dauerte „unter vollständig normalen Umständen" 4 bis 5 Minuten, nachts etwas mehr. Die Beobachtung eines Dreieckspunktes erforderte im Durchschnitt 8 Tage.

Auf der ganzen 600 km langen von der Dreiecksmessung überdeckten Strecke sind drei Grundlinien in etwa 200 km Entfernung voneinander vorgesehen, die mit Invardrähten gemessen werden sollen. Es standen hierzu 6 Drähte von je 24 m Länge aus französischem Invarstahl zur Verfügung, deren jährliche Verlängerung auf $\sim 10\,\mu$ angesetzt werden kann. Das Beobachtungsgerät war das übliche mit Ausnahme der Spannstative, an deren Stelle einfache und anscheinend sehr zweckmäßige Spannböcke nach Prof. Dr. Wittram (Pulkowa) treten.

Auf der Insel Santahamina wurde eine 720 m lange Versuchs- und Eichungsbasis geschaffen und mehrmals zur „Etalonierung" benutzt. Hierbei ergab sich der „persönliche Ablesefehler", also die persönliche Gleichung der beiden Beobachter, zu $+0{,}052$ mm für eine Drahtlage.

Da es noch nicht möglich war, eine absolute Messung der Vergleichsbasis auf Santahamina durchzuführen, wurden im November 1923 4 Drähte auf der Versuchsbasis des Preußischen Geodätischen Institutes in Potsdam verglichen. Für die hierbei tätigen 4 Beobachter sind die „persönlichen Ablesefehler" in mm

$+0{,}024$ $-0{,}025$ $-0{,}001$ $+0{,}002$

ermittelt worden.

Von den drei Grundlinien wurden bislang zwei gemessen und gefunden

Basis Saltvik zu 2615,3516 m $\pm$ 1,1 mm

Basis Hanko zu 5882,8359 m $\pm$ 2,4 mm.

Für die Genauigkeit der Basismessungen, bei denen 1300 m in der Stunde (Zeitaufwand also 46 Minuten für 1 km) erledigt wurden, macht J. Bonsdorff einen einfachen theoretischen Ansatz, der von den praktisch gewonnenen Ergebnissen bestätigt wird. Die beiden Grundlinien sind mit „einer Genauigkeit von 0,4 mm per km" gemessen worden.

Die von Y. Leinberg z. T. allein, z. T. zusammen mit J. Bonsdorff auf 32 Punkten gemachten Polhöhen- und Zeitbestimmungen wurden mit einem Durchgangsinstrument von C. Bamberg mit gebrochenem Fernrohr (Öffnung 69 mm, Brennweite 680 mm), Nebenbeobachtungen mit einem 13,5 cm-Universalinstrument von M. Hildebrand ausgeführt. Die Breiten wurden nach der Horrebow-Talcott-Methode mit einem mittleren Fehler von $\pm$ 0″,17 gemessen. Bei den Längenbestimmungen wurde die Ortszeit durch Durchgangsbeobachtungen im Meridian gewonnen. Die Empfangseinrichtung für das die Sternzeit von Greenwich gebende drahtlose pariser Zeitsignal wurde von der Telefunken-Gesellschaft geliefert. Der mittlere Fehler einer Längenbestimmung beträgt $\pm$ 0^s,034, die persönliche Gleichung der Beobachter 0^s,05 $\pm$ 0^s,02.

Die astronomischen Azimute wurden mit dem 27,5 cm-Universalinstrument von M. Hildebrand in 4 bis 13 Sätzen und mit einem mittleren Fehler von $\pm$ 0″,49 (quadratischer Mittelwert) gewonnen. Die Zeitbestimmungen wurden meistens durch Messung der Azimutunterschiede des Polsterns und eines Zeitsterns erhalten.

Der vorstehende kurze Bericht beschränkt sich auf die Angaben des wertvollen Werkes und die Ergebnisse, die für die Instrumentenkunde von Interesse sind. Auf manches wird einzugehen sein, wenn die abschließende Behandlung der Südfinnischen Triangulation in einer Veröffentlichung vorliegt. *K. Lüdemann.*

Asphärische Linsensysteme.

Von L. Silberstein. *Journ. Opt. Soc. of America* **11.** *S. 479. 1925.*

Einleitend werden die Eigenschaften der bekannten Cartesischen Flächen kurz abgeleitet. Die sphärische Aberration ist behoben, wenn der optische Lichtweg durch das ganze System für alle Öffnungen konstant ist. Auf eine einzige brechende oder reflektierende Fläche angewandt, läßt sich aus dem Fermatschen Satz die Gleichung der Fläche in rechtwinkligen Koordinaten berechnen. Es ergibt sich stets eine Rotationsfläche, deren Meridiankurve im allgemeinen vierter Ordnung ist und nur dann in eine Kurve zweiter Ordnung, also in einen Kegelschnitt ausartet wenn das Objekt im Unendlichen liegt, so daß die Strahlen untereinander und zur optischen Achse parallel auf die Fläche einfallen. Es ist also keineswegs möglich, mit Hilfe einer einzigen Cartesischen Fläche Objektpunkte auf der optischen Achse in allen beliebigen Entfernungen aberrationsfrei abzubilden, sondern dies ist immer nur für einen einzigen Objektpunkt möglich. Für einen Objektpunkt im Unendlichen ist die Cartesische Fläche ein Rotationsellipsoid, falls es sich um eine sammelnde Fläche handelt und das Medium hinter der Fläche einen größeren Brechungsindex hat als das Medium davor. In diesem Fall stimmt der optische Fokus mit dem geometrischen Fokus überein.

Nach diesen einleitenden Betrachtungen beschreibt Verf. eine Methode, um zwei Flächen zu einer einfachen asphärischen Linse zusammenzusetzen. Die Bedingung für die Aberrationsfreiheit des ganzen Systems wird von dem Fermatschen Prinzip gestellt, indem der gesamte Lichtweg für alle Einfallshöhen einen konstanten Wert haben soll. Hinzugenommen wird die weitere Bedingung, daß die erste Fläche der Linse in dem hinter ihr liegenden Raum, der ganz mit dem Medium der Linse angefüllt gedacht wird, eine aberrationsfreie Abbildung liefern soll. Die hierfür aufzustellende Fermatsche Gleichung liefert also die Gleichung der ersten Fläche. Indem nun die Fermat-Bedingung der ersten Fläche von der Fermat-Bedingung der ganzen Linse subtrahiert wird, ergibt sich die Gleichung der hinteren Linsenfläche, wobei beliebige Dicken des Glases benutzt werden können. Die entsprechende Methodik wird verfolgt, wenn ein Linsensystem aus beliebig vielen Flächen asphärisch werden soll. Das ganze System wird aufgeteilt in die vordere

aberrationsfrei abbildende Fläche und das restierende aberrationsfreie Teilsystem dahinter. Letzteres erfährt wieder die entsprechende Aufteilung usw. bis die Gleichungen sämtlicher Flächen gefunden sind. Sehr wesentlich ist dabei der Umstand, daß die Dicken der einzelnen Linsen freie Parameter darstellen, die zur Behebung weiterer Bildfehler verwendet werden können. So wird beispielshalber eine aus zwei Flächen bestehende Linse berechnet, die nicht nur asphärisch ist, sondern durch Anpassung der Glasdicke an das Brechungsverhältnis des Glases auch der Sinus-Bedingung genügt. Des weiteren wird ein Beispiel vorgeführt, um die Linse nun noch achromatisch zu machen; dies geschieht durch passende Aufspaltung mittels einer sphärischen Kittfläche.

Flügge.

Graphische Darstellungen und Tafeln zur Ermittlung der Energieverteilung nach der Planckschen Formel.

(Miscellaneous Publication of the Bureau of Standards, Washington, Nr. 56.)

Jeder auf dem Gebiete der Photometrie und der Pyrometrie Arbeitende kommt verhältnismäßig oft in die Lage, sich für eine gegebene Temperatur die relative Energieverteilung eines schwarzen Körpers für das sichtbare Gebiet berechnen zu müssen; das *Bureau of Standards* hat zur Erleichterung für diesen Zweck die vorliegenden Tabellen und graphischen Darstellungen veröffentlicht und sich damit den Dank aller auf diesem Gebiete Arbeitenden verdient.

Es sind tabellarisch die Werte von E_λ von 10 zu 10 $m\mu$ im Bereiche von 1000 bis 2000° abs. von 100 zu 100°, im Bereiche von 2000 bis 3000° abs. von 200 zu 200°, im Bereiche 3000 bis 4000° abs. von 250 zu 250°, weiter von 500 zu 500° bis 4000° abs., ferner für 8000°, 9000°, 10000° und dann weiter von 2000 zu 2000° bis 29000° abs. mitgeteilt; für jede dieser Temperaturen ist die Energieverteilung E_λ gegeben einmal wenn E_λ für 590 $m\mu$ gleich 100 gesetzt wird und wenn E_λ für 560 $m\mu$ gleich 100 gesetzt wird.

Die Werte für E_λ, wenn $E_{560} = 100$ gesetzt wird, sind auch in 5 großen graphischen Darstellungen (Format 40 $\times$ 50 cm) aufgetragen, aus denen auch für dazwischen liegende Temperaturwerte E_λ von 10 zu 10 $m\mu$ mit großer Genauigkeit entnommen werden kann.

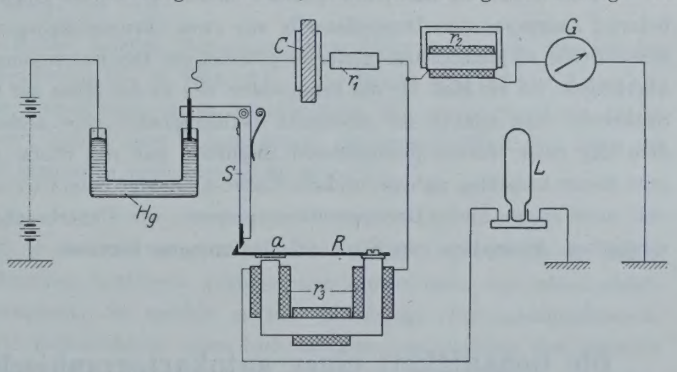
Für C_2 ist der Wert 14,350 zugrunde gelegt.

Die Tabellen und graphischen Darstellungen können vom *Bureau of Standards, Washington,* käuflich bezogen werden. *Dz.*

Schutzvorrichtung für Galvanometer bei Isolationsmessungen gegen Schäden durch Isolatordurchschlag.

Von W. Grösser und R. Sonnenschein. *Arch. f. Elektrot.* **15.** *S. 190. 1925.*

Bei der Untersuchung des Isolationswiderstandes von Isoliermaterial mit hochgespanntem Gleichstrom wurde von den Verfassern zum Schutze des dabei zur Strommessung benutzten Galvanometers bei einem Durchschlag eine Schutzvorrichtung verwendet, deren Anordnung aus der Figur zu ersehen ist. Parallel zum Galvanometer G liegt eine mit Edelgas gefüllte Glimmröhre L und ein Relais R, das von dem Glimmlampenstrom durchflossen wird. Da bei der normalen Messung der Spannungsabfall am Galvanometer nur von ganz geringer Größe ist, so bleibt die Röhre stromlos, und der gesamte zu messende Strom fließt durch das Galvanometer. Schlägt jedoch der zu prüfende Isolator C durch, so entsteht an der Röhre ein beträchtlicher Spannungsabfall, eine Entladung setzt ein und führt einen großen Teil des Stromes um das Galvanometer herum. Zugleich zieht die Relaisspule den Anker a an, öffnet dadurch den Quecksilberschalter S und schaltet die Hochspannungsquelle ab. Da die notwendigerweise hohe Selbstinduktion der Relaisspule ein schnelles An-



wachsen des Glimmröhrenstromes und somit ein wirksames Ansprechen des Schutzes verhindert, ist es zweckmäßig, auch im Galvanometerzweig eine hohe Selbstinduktion (r_2) vorzuschalten und so diese unerwünschte Wirkung unschädlich zu machen. Will man die Anordnung für verschiedene Prüfspannungen benutzen, so ist es nur notwendig, vor die Stromverzweigung noch einen Ohmschen Widerstand r_1 geeigneter Größe vorzuschalten.

Das bei den Versuchen benutzte Galvanometer besaß bei einem Meter Skalenabstand eine Empfindlichkeit von $5 \cdot 10^{-11}$ A/mm Ausschlag und eine Schwingungsdauer von 15 sec. für die halbe Schwingung; der zum sicheren Abschalten erforderliche Relaisstrom war 80 bis 100 Milliampere, als Glimmlampe wurde eine Ventilröhre für 220 V Spannung und 0,2 A Dauerstrom benutzt. Die Größe der Widerstände war $r_1 = 2500$ Ohm, r_2 plus Galvanometerwiderstand $= 51000$ Ohm und $r_3 = 2700$ Ohm. Bei diesen Verhältnissen arbeitete die Schutzvorrichtung bei Prüfspannungen zwischen 500 und 1300 V unbedingt zuverlässig. Da bei der normalen Messung die Spannung an der Lampe so klein bleibt, daß sich kein Ionenstrom ausbildet und der Isolationswiderstand des Glimmröhrenkreises leicht auf über $5 \cdot 10^6$ Ohm gebracht werden kann, bleibt der Fehler der Strommessung unterhalb $1\,^0/_0$, ist also ohne Bedeutung. Auf gute Isolation der hochspannungführenden Teile zum Schutz gegen Kriechströme ist natürlich wie bei allen Hochspannungsmessungen sorgfältig zu achten.

Lh.

Apparate zur Demonstration der thermischen Umwandlungspunkte beim Eisen und einigen Legierungen nebst deren Anomalien.

Von P. Chevenard, *Journ. de Phys.* **6.** *S. 264. 1925.*

Die Arbeit bringt eine Zusammenstellung einiger Demonstrationsapparate für den metallurgischen Unterricht, doch können manche dieser Apparate, weil sie einfach in der Zusammenstellung sind, für häufig auszuführende, orientierende Versuche auch in der Praxis vielleicht eine gewisse Verwendung finden. Zum Studium der bei allotropen Umwandlungen auftretenden Volumenänderungen dient ein einfaches Fadendilatometer. Je ein dünner Draht aus Barosmetall und dem zu untersuchenden Material sind in einem kreisförmigen Rahmen, von der Mitte aus einem kleinen Gehänge ausgehend, senkrecht zueinander verspannt und werden durch eine Feder straff gehalten. Beide Drähte werden durch einen elektrischen Strom auf dieselbe Temperatur erwärmt, und ihre verschiedene Wärmeausdehnung zieht das Gehänge und ein Spiegelchen mit Kugelgelenk jeweils nach der einen oder andern Seite. Der ganze Kurvenzug kann so photographisch registriert werden. Die Temperaturgleichheit der Drähte ist beim Anheizen nicht sehr befriedigend, besser beim Ausschalten des Stromes und bei der Abkühlung. Letztere geht bei der geringen Masse verhältnismäßig rasch vor sich und erlaubt Erscheinungen, die dem Härten entsprechen, zu beobachten. Eine Reihe von Kurven belegen die Brauchbarkeit.

Zum Nachweis des Curiepunktes dient ein kleiner Apparat, der im wesentlichen aus einer federnd ausgespannten Doppellamelle aus zwei Chromnickellegierungen besteht, die in einem elektrischen Ofen als Metallthermometer ausgebildet ist. Ihre Krümmung, durch einen Spiegel und Lichtstrahl übertragen, ist ein Maß für die Temperatur des in der Mitte auf ihr festgebundenen Probestückchens. Senkrecht dazu erlaubt die elastische Aufhängefeder eine andere Bewegungsmöglichkeit und gibt dem Zug eines starken permanenten Magneten auf die Probe nach. Mit abnehmender Intensität geht dieser Ausschlag zurück, und die Kurve schneidet beim Curiepunkt die Temperaturachse. Ferner sind noch einige kleine Demonstrationsapparate, wie Unterbrecher usw., angegeben, die auf thermoelastischen Anomalien von Eisennickellegierungen beruhen.

Ku.

Die Genauigkeit einer autokartographisch hergestellten Karte.

Unter der vorstehenden Überschrift hat O. v. Gruber in *dieser Zeitschr.* **46.** *S. 255. 1926* eine Abhandlung H. H. Kritzingers (unter der gleichen Überschrift in der Zeitschr. f. Vermessungsw. vom 15. 11. 1925) einer Kritik unterzogen.

Herr Dr. Kritzinger, der seit längerer Zeit nicht mehr auf photogrammetrischem Gebiete

tätig ist, hat mich gebeten, an seiner Stelle auf die im angezogenen v. Gruberschen Artikel enthaltenen Unterstellungen zu erwidern; ich tue das hiermit auch schon deshalb, weil die ganze Angelegenheit aufs engste mit meinen eigenen wissenschaftlichen Interessen verknüpft ist. Ich bemerke zuvor, daß:

1. die der Kritzingerschen Abhandlung zugrunde liegenden Ablesungen am Autokartographen bzw. Messungen an dem mit ihm hergestellten Punktplan von Beamten der Zweigstelle Sachsen des Reichsamtes für Landesaufnahme gemacht und die Einstellungen hierzu am Autokartographen von mir persönlich vorgenommen wurden, daß

2. die Kritzingersche Abhandlung vor ihrer Abgabe an die Schriftleitung der *Zeitschrift für Vermessungswesen* mir vorgelegen und meine Billigung gefunden hat, und daß

3. das „jetzige" Reichsamt für Landesaufnahme, Zweigstelle Sachsen (um diese Zweigstelle kann es sich überhaupt nur handeln) der „Sache" keineswegs „fernsteht", sondern Herrn v. Gruber ausdrücklich erklärt hat, daß es keinerlei Ursache hätte, die s. Zt. von einigen seiner Beamten gemachten Feststellungen nachträglich als nicht objektiv hinzustellen.

Die hiermit zunächst richtiggestellte v. Grubersche Behauptung charakterisiert den gesamten v. Gruberschen Artikel, dessen Endzweck die „Feststellung" ist, daß der Zeisssche Stereoplanigraph dem Heydeschen Autokartograph überlegen ist. Die Art allerdings, in der v. Gruber zu dieser Feststellung kommt — er scheut sich nämlich nicht, auf Grund von rein theoretischen Erwägungen, falschen Schlüssen und unrichtiger Wiedergabe eines amtlichen (schweizerischen) Prüfungsergebnisses eine frühere Prüfung des Autokartographen als „nicht objektiv" hinzustellen — steht (ich gebrauche die eigenen Worte des Herrn v. Gruber) in einer wissenschaftlichen Zeitschrift ziemlich einzigartig da.

I.

Herr Dr. v. Gruber hält bei Vergleichen mit den Ergebnissen anderer Prüfungen die Mitteilung der Orientierungselemente für unerläßlich. Ich stimme ihm hierin durchaus zu. Bei dem von Kritzinger angestellten Vergleich aber (im Juni 1924!) war dies nicht erforderlich bzw. zwecklos: Der zum Vergleich herangezogenen Arbeit des Konsortiums Luftbild-Stereographik mit Zeissschen Instrumenten (publiziert 1922 von dem genannten Institut in der Abhandlung „Die stereophotogrammetrische Geländevermessung" [S. 6/7 und Bild 16]) fehlen diese Daten bis auf eine offenbar mittlere Flughöhenangabe (1500 m) ebenfalls.

Das Reichsamt für Landesaufnahme, Zweigstelle Sachsen, hatte es 1923 für zweckmäßig befunden, den prozentualen Streckenfehler von beliebig im Meßfeld der untersuchten Bildpaare herausgemessenen Strecken zu bestimmen. Eine derartige Prüfungsmethode führt nur dann zu falschen — d. h. im v. Gruberschen Sinne zu „nicht objektiven" — Schlüssen, wenn bei der Untersuchung kurze Strecken ausgeschaltet wurden; das aber ist lt. Ausweis der von H. H. Kritzinger veröffentlichten Prüfungsunterlagen nicht der Fall.

Der Satz: „Gibt man nun die Fehler beliebig herausgegriffener Strecken an, wie dies bei der ..... mitgeteilten Prüfung geschehen ist, so können z. B. durch geeignete Auswahl dieser Strecken sowohl systematische Verzerrungen einer Ausarbeitung, wie auch unzulässig große, absolute Lagefehler verborgen bleiben" enthält eine Unterstellung, die ausschließlich dem oben gekennzeichneten, von ihrem Verfasser skrupellos verfolgten Ziele dient [1]).

---

[1]) Die geradezu fanatische Art, in der v. Gruber alle nicht von der Firma Zeiss auf photogrammetrischem Gebiete geleistete Arbeiten bekämpft, entfernt sich immer mehr von wissenschaftlicher Form und grenzt an Leichtfertigkeit. So ereifert er sich neuerdings *(Vermessungstechnische Rundschau, Juni-Heft 1926)* gegen die Konstruktion eines Luftbild-Stereoautographen des genialen Wild in Heerbrugg, und zwar ausschließlich auf Grund einer Photographie (!) dieses Apparates. Herr v. Gruber hat offenbar die Niederlage vergessen, die er sich durch seine, ebenfalls auf eine Photographie gestützte Behauptung in *dieser Zeitschr. 42. S. 281/282 i. S. 347. 1922* geholt hat, daß der Autokartograph nur Aufnahmen mit Neigungen bis zu 30 Grad gegen die Horizontale oder Vertikale auszuarbeiten gestattet.

Eine ausdrückliche Zurückweisung dieser Unterstellung erübrigt sich. Daß der vom Reichsamt für Landesaufnahme, Zweigstelle Sachsen, ermittelte mittlere prozentuale Streckenfehler nicht unmittelbar mit dem für die Aufnahme des Gebietes von Gengham ermittelten mittleren Fehler der Koordinaten der Lage verglichen werden kann, ist selbstverständlich. Kritzinger hat aber auch nur einen Vergleich zwischen den beiderseits erhaltenen mittleren Höhenfehlern angestellt.

Um die „Nichtobjektivität" der Prüfung nachzuweisen, zieht v. Gruber zunächst den Umstand als „wesentliches" Beweismittel heran, daß sich die Ausarbeitung „nur auf einen Ausschnitt aus der Mitte der Bildfläche im Ausmaße von rund $^1/_5$ der Gesamtfläche beschränkt habe".

Aus der vorliegenden „Beschränkung" kann aber nur derjenige „mangelnde Objektivität" ableiten, der entweder eine propagandistische Absicht verfolgt oder dem es an fachmännischer Einsicht fehlt. Ich nehme das letztere an. Es handelt sich nämlich bei der Prüfung durch die Zweigstelle Sachsen des Reichsamtes für Landesaufnahme um eine Prüfung des Autokartographen, und zwar in seiner Eigenschaft als Auswertegerät, nicht aber um eine Eignungsprüfung des zur Aufnahme verwendeten Zeissschen Doppelamatares oder um eine Prüfung des Einflusses von Orientierungsfehlern der Platten. Deshalb ist — und zwar in durchaus zweckmäßiger und einwandfreier Weise — ein in der Bildfeldmitte und im wesentlichen innerhalb des durch die drei Festpunkte gebildeten Dreiecks liegendes Gebiet ausgearbeitet worden.

II.

1. Die mangelnde „Objektivität" der Prüfung durch die Zweigstelle Sachsen sieht v. Gruber weiterhin darin, daß die angewandte Streckenmessungsmethode nicht „fein" genug gewesen wäre. Herrn v. Gruber „erscheinen" die Zahlen so, als ob nur „schätzungsweise" nach „Viertelmillimetern gemessen worden wäre". „Die Tabellen erwecken den Anschein, als ob mit einer einzigen Ausnahme alle Fehler von der Größe 1 m als Null gewertet worden wären, als ob Fehler von 4 m als 3 m, solche von 6 m als 5 m und solche von 7 m als 6 m angesprochen wären." Zwei Zeilen weiter ist Herr v. Gruber bereits seiner Sache sicher: „— es wurden ja nur ungefähr Viertelmillimeter geschätzt."

Tatsache ist jedenfalls, daß von den Beamten der Zweigstelle Sachsen die Strecken auf dem Originalmeßtischblatt und auf dem mit dem Autokartograph hergestellten Punktplan mittels Anlegemaßstabes auf 0,1 mm mit aller Sorgfalt und ohne jedes „Wohlwollen" gemessen wurden.

Dem im wesentlichen theoretisch eingestellten Herrn v. Gruber soll die Anwendbarkeit der Wahrscheinlichkeitsrechnung auf die vorliegende, immerhin beschränkte Anzahl von Messungen nicht bestritten werden. Wenn er aber — anstatt sich darauf zu beschränken, die Prüfung auf Grund seiner wahrscheinlichkeitstheoretischen Betrachtungen als nicht genügend streng hinzustellen — zu dem ungeheuerlichen Schluß kommt:

> „Die von Kritzinger mitgeteilte Tabelle erweckt also zu Unrecht den Anschein, als handele es sich um unabhängig voneinander gemessene Strecken, während offenbar nur eine der beiden Strecken gemessen, die Zahlenangabe für die andere aber durch Addition der Differenz entstanden ist",

so verläßt er damit vollkommen den Boden wissenschaftlicher Sachlichkeit. Auch einen Konkurrenten auf wissenschaftlich-technischem Gebiete schlägt man nur durch eigene, wirklich überlegene Leistungen, nicht aber durch Verunglimpfungen.

2. „Die Garantie für die Objektivität" fehlt der Prüfung nach v. Grubers Ansicht weiterhin deshalb, weil die Prüfung als Wiederholung „am gleichen Objekt" „und außerdem die Einstellungen am Autokartographen durch die gleiche Person erfolgten".

Diese Person bin ich. Herr Dr. Kritzinger schildert an Hand des amtlichen Protokolles die Prüfung wie folgt (vgl. *Zeitschr. f. Verm. 1922, S. 422*):

> „Der Vorgang spielte sich in der Weise ab, daß Prof. Hugershoff die einzelnen Punkte im Gesichtsfeld einstellte und auf die Zeichenfläche übertrug, wonach Topograph Steuer die Identität der eingestellten mit den von ihm topographierten Punkten feststellte, während Regierungsrat Dr. Treitschke die eingestellten Höhen am Höhenzählwerk des Autokartographen auf 0,1 m genau ablas."

Ich bemerke hierzu, daß das Zeichenblatt selbstverständlich keinerlei Vorzeichnung enthielt und daß es entsprechend der damaligen Konstruktion des Autokartographen so lag, daß ich nicht sehen konnte, welcher Punkt durch die elektrisch-fernbetätigte Pikiernadel angestochen wurde. Selbst wenn aber der Beobachter am Instrument imstande gewesen sein sollte, die exakten Einstelldaten für alle in Frage kommenden Geländepunkte auswendig zu wissen, so hätte das doch nichts genützt, weil ja ein Kommissionsmitglied die jeweilige Einstellung der Meßmarke auf den von ihm gewünschten Punkt durch Eigenbeobachtung nachprüfte.

Der bei dieser Prüfung erreichte mittlere Fehler der Höhen ($\pm$ 0,38 m) ist Herrn Dr. v. Gruber offensichtlich sehr unbequem. Er gibt ihm deshalb ebenfalls Anlaß zu den „allerernstesten Bedenken gegen die Objektivität der Prüfung".

Er begründet dies zunächst damit, daß die zweite Prüfung einen wesentlich geringeren mittleren Fehler der Höhen aufweist als die erste Prüfung, bei der das Ergebnis $\pm$ 1,22 m war. „Eigenartigerweise ist unter gleichen Umständen ein solch kleiner Höhenfehler bei keiner folgenden Prüfung mehr erreicht worden, wohl aber der gleiche Höhenfehler wie bei der ersten Prüfung."

Die hierin ausgesprochene Behauptung, daß spätere Prüfungen — es kann sich doch nur um eine „objektive" Prüfung handeln, und das ist bisher ausschließlich die auch durch v. Gruber als solche anerkannte Prüfung durch das Schweizerische Militär-Departement — unter gleichen Umständen vorgenommen worden seien, ist falsch. Denn bei der zweiten Prüfung der Aufnahmen von Elterlein wurden Originalaufnahmen verwendet und zwar war bei ihnen das Verhältnis der Basis (873 m) zur relativen Höhe gleich $^1/_2$, während bei der Prüfung durch die schweizerische Behörde umphotographierte (im Verhältnis 180/165 vergrößerte) Platten mit einem Verhältnis der Basen (397 m bzw. 446 m) zur relativen Flughöhe gleich ca. $^1/_3$ Verwendung fanden. Die schweizerische Prüfung erfolgte also unter wesentlich ungünstigeren Umständen, so daß damit zwanglos der größere Wert des hier festgestellten mittleren Höhenfehlers erklärt wird.

Ähnlich verschieden liegen übrigens auch die Verhältnisse bei der ersten und zweiten Prüfung durch die Zweigstelle Sachsen des Reichsamtes: Die zweite Prüfung wurde an neu aufgenommenen Platten durchgeführt, da die zur ersten Prüfung herangezogenen Platten photographisch überaus minderwertig waren. Außerdem aber war das Verhältnis der Basis (400 m) zur relativen Flughöhe (1800 m) bei der ersten Aufnahme nur ca. 1/4.

Für die in ihrer Mehrzahl auf geodätischem Gebiet vielleicht nicht speziell orientierten Leser dieser Zeitschrift sei hier ergänzend bemerkt, daß die erreichbare Genauigkeit der Bestimmung eines Punktes durch zwei Ziellinien wesentlich abhängt von dem Verhältnis seines Abstandes von der Basis zur Länge derselben[1]).

Bei irgendwelchen Vergleichen zwischen den Ergebnissen verschiedener Aufnahmen ist also dieses Verhältnis — an dessen Stelle man bei Luftaufnahmen unter näherungsweise den gleichen Neigungswinkeln das Verhältnis der relativen Flughöhe zur Basislänge setzen kann — als Grundlage für eine Urteilsfällung unter allen Umständen mit heranzuziehen.

Herr v. Gruber hat bei seiner Aufzählung der zu einem „objektiven Vergleich" „unerläßlichen" Elemente dieses wichtige Verhältnis zu erwähnen „vergessen", wohl deshalb, wie ich annehmen will, weil ihm als Nichtgeodäten auch hier die fachmännische Einsicht fehlte.

Der letztere Umstand dürfte auch Veranlassung sein, daß für Herrn v. Gruber „die mitgeteilten Höhenfehler mit einer an absolute Gewißheit grenzenden Wahrscheinlichkeit überhaupt nicht das Ergebnis einer objektiven Prüfung sein können". Er begründet das nämlich damit, daß in vorliegendem Falle die Höhenfehler nicht ein vorgeschriebenes Vielfaches des Lagefehlers seien, indem er sich auf den Satz stützt: „Bekanntlich sind in der Photogrammetrie Höhen- und Grundriß-Fehler eines Punktes voneinander nicht unabhängig, sondern stehen in unlösbarem Zusammenhang." Die Anwendung dieses Satzes auf eine Prüfung wie die vorliegende ist falsch und deshalb unzulässig. Herr v. Gruber „vergißt" auch hier wieder etwas, nämlich den Umstand, daß die geprüften Punkte nicht signalisiert waren, so daß — jeder auf luftphotogrammetrischem Gebiete erfahrene

---

[1]) Vgl. Pulfrich, „Die Anforderungen der Stereophotogrammetrie an die Länge der Standlinie und an die Genauigkeit der Standlinienmessung". Druckschrift der Fa. Zeiss, Mess. 331.

Fachmann wird das zugeben — mit einem Identifizierungsfehler von mindestens ± 1,5 m in der Lage gerechnet werden muß. Der auf ungenaue Identifizierung zurückzuführende Anteil am absoluten mittleren Lagefehler ist aber einflußlos auf den Höhenfehler, da bei den flachen Böschungen des vorliegenden Gebietes die jeweils gemessene Höhe im allgemeinen auch allen Punkten in dem durch den Identifizierungsfehler bedingten Umkreis des Meßtischblattpunktes zukommt.

Im übrigen möchte ich noch feststellen, daß die Tatsache, daß die dem Flugzeug näheren Punkte — d. h. die Punkte des Vordergrundes — weniger genau in den Höhen waren als die fern gelegenen Punkte — d. h die Punkte des Hintergrundes —, nur einem sehr voreingenommenen Beurteiler „unsinnig" erscheinen kann. Den günstigen Einfluß der geringeren Horizontalentfernung überwiegt eben — besonders bei der mechanischen Ermittelung der Höhendifferenzen — der ungünstige Einfluß des größeren Tiefenwinkels. Das könnte selbst ein Theoretiker einsehen.

Daß v. Gruber „die volle Vertrauensunwürdigkeit" der Kritzingerschen Höhenzahlen (er meint damit immer die Höhenzahlen der Zweigstelle Sachsen des Reichsamtes!) allein schon aus der Tatsache ableitet, daß ihr mittlerer Fehler gering ist, ist insofern sehr merkwürdig, als sich der mittlere Höhenfehler der Genghamaufnahmen (die allerdings mit Zeissschen Instrumenten ausgemessen wurden!) mit ± 0,50 cm praktisch nicht allzu weit von dem mittleren Höhenfehler der Elterleinaufnahmen entfernt.

III.

Daß die von H. H. Kritzinger nach Dock zitierten mittleren Fehler der Genghamaufnahmen errechnet wurden, hatte auch ich, wie ich gestehe, s. Zt. übersehen. Das ist darauf zurückzuführen, daß z. B. in der oben angegebenen Abhandlung des Konsortiums Luftbild-Stereographik, die jene Genauigkeitsangaben wohl erstmalig bringt, eine Karte der Flugzeugaufnahme des Gebietes von Gengham reproduziert ist, mit der Bemerkung: „Ausarbeitung . . . . . mit Stereoautograph 4854". Da der Stereoautograph aber nur mit gewissen „Zusatzeinrichtungen" für Luftbildaufnahmen brauchbar ist, Stereoautographen mit dieser Einrichtung aber meines Wissens seit 1922 vielfach als „Luftbild-Stereoautographen" bezeichnet werden, so habe ich an dem gewählten Ausdruck Kritzingers keinerlei Anstoß genommen; ich hatte dazu um so weniger Anlaß, als ja W. Sander in *dieser Zeitschr. 42. S. 6 ff. 1922* eine Mitteilung aus der optischen Anstalt von Carl Zeiss, Jena, veröffentlichte, unter dem Titel „Über weitere Ausgestaltung des Luftbild-Stereoautograph der Firma Zeiss". Sollte Herrn v. Gruber diese Abhandlung entgangen sein? Seine Behauptung, daß H. H. Kritzinger diese Bezeichnung „eingeführt" habe, läßt darauf schließen. Ich verwahre mich jedenfalls dagegen, daß in dem von mir gebilligten Kritzingerschen Artikel durch Benutzung der für Fachleute vollständig eindeutigen Bezeichnung „Luftbild-Stereoautograph" der „Anschein" erweckt werden sollte, „als ob es sich um den Zeiß-Stereoplanigraphen handele" und „als ob der Heydesche Autokartograph dem Zeiss-Stereoplanigraphen überlegen wäre".

Ein solcher Versuch zur Irreführung war schon deshalb ausgeschlossen, weil es bei der Abfassung des Kritzingerschen Artikels in der Praxis noch gar keinen Stereoplanigraphen gab, trotz aller „Ankündigungen" von Art der superlativistischen von Dock. Aber auch bei Gelegenheit der Fahnenkorrektur Mitte 1925 lag keinerlei Anlaß zu einem besonderen Hinweis vor, am allerwenigsten deshalb, weil damals „Erfolg und Mißerfolg der verschiedenen in Frage kommenden Instrumente längst bekannt waren". Sie sind leider auch heute noch nicht allgemein bekannt, werden es aber bald sein, wenn auch in anderem Sinne, als Herr v. Gruber das wünscht.

IV.

Herr v. Gruber wünscht, daß das Gutachten des Eidgenössischen Militär-Departements, Abt. für Landestopographie, die „Überlegenheit" des Stereoplanigraphen über den Autokartographen nachweist, also reproduziert er es in den (nach seiner Meinung) „einschlägigen Teilen", zu denen er bemerkenswerter Weise das amtliche Schlußwort nicht zählt, in dem das Gesamtergebnis der Vergleichsmessung zusammengefaßt ist. Dieses Schlußwort lautet:

> „Unter Berücksichtigung des sehr dichten Triangulationsnetzes I.—IV. Ordnung (ca. 3 Punkte auf 1 qkm) und der zahlreichen Polygonpunkte, die bei den Meßtischaufnahmen zur Verfügung stehen, muß das vorliegende Ergebnis luftphotogrammetrischer Aufnahmen und

Auswertungen, die sich lediglich auf ausgelegte Triangulationspunkte stützen, in beiden Fällen, d. h. sowohl bei Anwendung der Verfahren und Instrumente von Zeiss, als auch von Heyde, als ein sehr günstiges und, nach dem heutigen Stande der Luftphotogrammetrie beurteilt, als ein genaues Ergebnis angesprochen werden."

Daß Herr v. Gruber diesen Satz als „nicht einschlägig" anzusehen wagt, muß ich zu meinem Bedauern als „nicht objektiv" und als an unlauteren Wettbewerb grenzend bezeichnen.

Wenn schon Herr v. Gruber aus den Feststellungen des schweizerischen Gutachtens eine Auswahl zum Zwecke eines „objektiven Vergleiches" hätte treffen wollen, so hätte er — falls er nicht eine Irreführung beabsichtigte — die ausschließlich für die Firma Zeiss gemachten Senkrechtaufnahmen nicht mit aufnehmen dürfen, weil sie unter anderen — wenn auch bekannten — Aufnahmebedingungen hergestellt wurden, als die beiderseits vorgenommenen Schrägaufnahmen. Nur diese kommen demnach für einen unmittelbaren Vergleich in Betracht. Die diesbezüglichen amtlichen Zahlen lauten:

Autokartograph Hugershoff-Heyde:

m. Lagefehler $\pm$ 4,3 m,
m. Höhenfehler $\pm$ 1,09 m.

Stereoplanigraph Bauersfeld-Zeiss:

m. Lagefehler $\pm$ 3,8 m,
m. Höhenfehler $\pm$ 1,26 m.

Aus diesen Zahlen folgt die Berechtigung des Schlußurteiles im schweizerischen Gutachten — allerdings nur für den „objektiven" Beurteiler, nicht aber für Herrn v. Gruber. Dieser sieht sich vielmehr bemüßigt, dem schweizerischen Gutachten ein Kommentar beizufügen, das also lautet:

„Vergleicht man nun für beide Instrumente die aus Schrägaufnahmen erzielten Lage- und Höhenfehler, so erscheinen diese nahezu gleich. Hieraus darf aber keinesfalls gefolgert werden, daß etwa hinsichtlich der Schrägaufnahmen auch die Leistungsfähigkeit beider Instrumente nahezu gleich sei."

Er begründet das mit dem vom fachmännischen Standpunkt aus geradezu naiven Satz:

„Es muß vielmehr beachtet werden, daß für die Schrägaufnahmen, die im Autokartographen ausgewertet wurden, die relative Flughöhe nur ca. 1800 m war[1]), für den Stereoplanigraph jedoch 2900 m, d. h. mehr als $1^1/_2$ mal so groß."

Ich brauche kaum zu sagen, daß auch hier v. Gruber wieder „übersehen" hat, Rücksicht auf das überaus wichtige Verhältnis der Basis zur relativen Flughöhe zu nehmen.

Die Verhältnisse liegen — vgl. oben — wie folgt:

Autokartograph: Basislänge ca. $^1/_3$ d. Flughöhe,
Stereoplanigraph: „ „ $^2/_3$ „ „

d. h. trotz zweimal so großem Basisverhältnis der im Stereoplanigraph ausgemessenen Schrägaufnahmen zeigen diese nur annähernd die gleiche Genauigkeit wie die Ausarbeitung im Autokartograph!

Ich erlaube mir nicht, auf Grund dieser Feststellung das Schlußurteil der schweizerischen Behörde zu korrigieren, möchte aber zur weiteren Kennzeichnung der tatsächlichen Verhältnisse noch folgendes betonen bzw. erwähnen:

1. Während die Aufnahmen für den Autokartographen mit einem — von Herrn v. Gruber offenbar für ungeeignet erachteten — Objektiv von nur 165 mm Brennweite gemacht und dann noch in primitiver Weise im Verhältnis 180/165 vergrößert wurden, also mit den möglichen Fehlern des Projektionsobjektives behaftet sind, wurden am Stereoplanigraphen Originalaufnahmen einer Meßkammer $f = 180$ mm verwendet.

2. Während die Aufnahmen im Autokartograph von meinem noch wenig erfahrenen Assistenten orientiert und ausgemessen wurden — ohne irgendwelche Unterstützung oder Ratschläge meinerseits — sind die Aufnahmen im Stereoplanigraph von Herrn v. Gruber persönlich bearbeitet worden.

[1]) Die relative Flughöhe war in der Tat ca. 1200 m, was Herr v. Gruber in *dieser Zeitschr.* **46.** *S. 332. 1926,* richtig gestellt hat. Hierbei hat er nicht unterlassen, seine eigenartige und falsche Bewertung der Flughöhe als Kriterium der Genauigkeit erneut zu bekunden.

Ich kann es hiernach den sachverständigen Lesern überlassen, die in ihrer Überheblichkeit einzig dastehende v. Grubersche Behauptung, daß „das Gutachten die Überlegenheit des Stereoplanigraphen zu erkennen ermöglicht", richtig einzuschätzen.

Zum Schluß stellt v. Gruber nochmals, und zwar in äußerst gewundener Form, die von mir schon in *dieser Zeitschr.* **42.** *S. 347. 1922* zurückgewiesene, unwahre Behauptung auf, daß der Autokartograph nicht imstande wäre, beliebig gerichtete Aufnahmen auszuarbeiten. Seine Begründung dafür ist:

1. „Mein Wunsch", daß die schweizerischen Aufnahmen ähnlich wie die Elterleinaufnahmen vorgenommen wurden. Die Veranlassung zu diesem Wunsche gaben mir topographische und wirtschaftliche Überlegungen, die Herrn v. Gruber, der nicht Nichtvermessungsfachmann ist, offensichtlich unverständlich sind. Daß Herr v. Gruber in diesem Wunsch ein Eingeständnis der Unbrauchbarkeit des Autokartographen für andere als Schrägaufnahmen sieht, charakterisiert seine wissenschaftliche Objektivität aufs deutlichste.

2. Das Fehlen eines amtlichen Nachweises.

Mit dieser Forderung stellt sich v. Gruber selbst ein betrübliches Zeugnis aus: Ein Fachmann müßte selbst, unabhängig von irgendeiner „Behörde", aus der Konstruktion eines Apparates ohne weiteres ersehen können, ob er sich prinzipiell und praktisch für den allgemeinen Fall eignet oder nicht. Im übrigen ist dieser Nachweis erbracht. Eine deutsche Behörde, die sowohl mit dem Stereoplanigraphen, wie auch mit dem Autokartographen arbeitet, hat mit dem Autokartographen sowohl Wagrechtaufnahmen, als auch Schrägaufnahmen unter ca. 30° Neigung, als auch Steilaufnahmen unter einer Neigung von ca. 60° und schließlich Senkrechtaufnahmen ausgearbeitet mit Konvergenzen bis zu 20° und Flughöhen bis ca. 3400 m. Unter den Schrägaufnahmen befand sich u. a. ein Paar, dessen Einzelaufnahmen die Neigungen 26° bzw. 40° hatten. Dabei sind im Autokartographen auch Aufnahmen ausgewertet worden, die mit einer Zeisskammer hergestellt waren; zur Einpassung gerade dieser Platten hat ein noch wenig erfahrener, jüngerer Beamter dieser Behörde einen Bruchteil der Zeit gebraucht, die Herr v. Gruber bei persönlicher Bedienung des Stereoplanigraphen benötigte. Diese letztere Tatsache ist im wesentlichen auf die zweckmäßige Bauart des Autokartographen zurückzuführen, bei dem die Einstellung der Bildträger während der optisch-mechanischen Plattenorientierung vom Beobachter selbst und ohne daß er dabei seinen Platz verläßt, vorgenommen werden kann. Diese Konstruktionseigenart ist für die Arbeitsgeschwindigkeit von wesentlicher Bedeutung, so daß auch in dieser Hinsicht ein auf „objektive" und „amtliche" Prüfungen gestütztes Urteil in der gegenseitigen Bewertung der beiden Apparate nicht mehr fehlgehen kann.

R. Hugershoff.

Erwiderung.

1. Herr Hugershoff führt die Diskussion in persönlich beleidigender Form. Ich überlasse das seinem Geschmack und beabsichtige nicht ihm auf diesem Wege zu folgen.

2. Der aufmerksame Leser, der den Artikel von Kritzinger, meine Abwehr und die Einsendung des Herrn Hugershoff sorgfältig vergleicht, wird bemerken, daß die Ausführungen des Herrn Hugershoff, soweit sie sachlich gewertet werden können, nicht nur meine Feststellungen nicht widerlegen, sondern mit ihren inneren Widersprüchen vielfach Bestätigungen erkennen lassen.

3. Ich habe meinem Artikel nichts hinzuzufügen, sondern halte dessen Inhalt in jeder Richtung aufrecht, insbesondere auch den an die Spitze meiner Ausführungen gestellten Satz: „Das jetzige Reichsamt für Landesaufnahme steht der Sache fern."

— Sapienti sat! —

O. v. Gruber.

Nachdruck verboten.

Verantwortlich für die Redaktion: Oberregierungsrat Professor Dr. F. Göpel in Charlottenburg.
Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Kuratorium:

Prof. Dr. **E. Kohlschütter** in Potsdam, Vorsitzender, Prof. Dr. **R. Straubel** in Jena,
Prof. Dr. **F. Weidert** in Berlin-Zehlendorf, geschäftsführendes Mitglied.

Schriftleitung: Oberregierungsrat Prof. Dr. **F. Göpel** in Charlottenburg-Berlin.

XLVI. Jahrgang. **September 1926.** Neuntes Heft.

Die Funktionen der Pendelfeder.

Von

H. Bock in Hamburg.

Bekanntlich verwendet man bisher in Ermangelung einer besseren Konstruktion in sämtlichen guten Pendeluhren als Aufhängevorrichtung eine beiderseitig eingespannte Blattfeder, die den schwingenden Körper zu tragen und außerdem dafür zu sorgen hat, daß seine Schwingebene der Gehäusewand parallel bleibt.

Die Funktion dieser Feder ist ziemlich verwickelt; zu wenig Beachtung wird insbesondere der Tatsache geschenkt, daß die Feder ähnlich der Chronometerspirale auf das Pendel ein zusätzliches dirigierendes Moment ausübt, das sich der Wirkung der Schwere hinzugesellt. Damit gerät die Schwingungsdauer aber in Abhängigkeit vom Elastizitätsmodul des Federstahles.

Die Form dieser Abhängigkeit aufzuklären, ist der Hauptzweck der vorliegenden Abhandlung; dabei werden sich noch andere interessante Einblicke ergeben, und vor allem wird der vielgenannte Begriff des Pendel-Drehpunktes, den ich schon einmal in meiner Monographie über den Riefler-Gang (Springer, 1910) behandelt habe, eine schärfere Präzisierung erfahren.

a) Die Dynamik der Pendelmasse.

Fig. 1 kennzeichnet die Sachlage in schematischer Weise. Eingezeichnet sind die Kräfte X und Y sowie das Einspannungsmoment M, welche der Pendelkörper durch die Feder erleidet. Die Kräfte X und Y sind im Pendelschwerpunkt S noch einmal in beiden Richtungen angebracht, wodurch die statische Situation nicht geändert wird. Die beiden durch Punkte gekennzeichneten Vektoren dieser vier zusätzlichen Kräfte bilden mit den an der Aufhängestelle angreifenden je ein Kräftepaar und erzeugen ebenso wie das Einspannmoment M dem Impulssatz entsprechend lediglich eine Rotationsbeschleunigung des Pendelkörpers um seinen Schwerpunkt, während die beiden nicht mit Punkt versehenen Kräfte samt der Schwere G reine Translations-Beschleunigungen zur Folge haben.

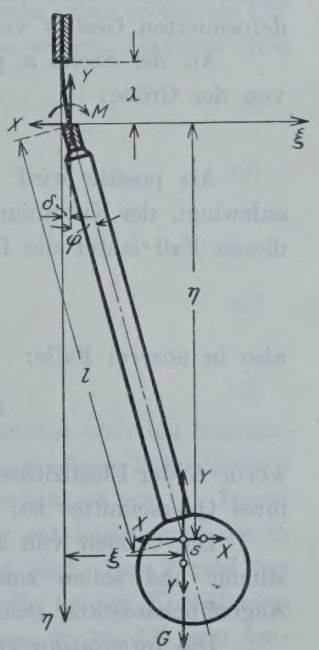


Fig. 1.

Somit nehmen die den drei Freiheitsgraden der Pendelmasse entsprechenden Bewegungsgleichungen die Form an:

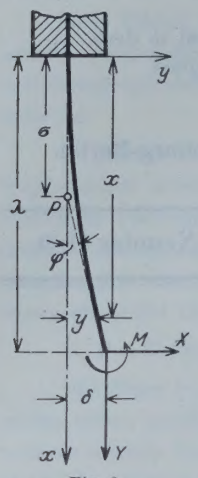


Fig. 2.

$$\frac{G}{g}\cdot\ddot{\xi} = -X \qquad 1)$$

$$\frac{G}{g}\cdot\ddot{\eta} = G - Y \qquad 2)$$

$$\frac{G}{g}\cdot i^2\cdot\ddot{\varphi} = X\cdot\eta - Y\cdot(\xi-\delta) - M. \qquad 3)$$

Hierin ist i der auf die Schwerachse bezogene kleinste Trägheitsradius der Masse. Zu beachten ist weiter noch die geometrische Bezeichnung:

$$l^2 = (\xi-\delta)^2 + \eta^2. \qquad 4)$$

Die Integration dieser Gleichungen ist nur möglich unter Berücksichtigung der Verhältnisse der Aufhängefeder, die in Fig. 2 noch einmal in vergrößertem Maßstabe dargestellt ist, wobei jetzt diejenigen Kräfte und Momente eingezeichnet sind, die die Feder durch ihre untere Fassung erleidet.

b) Die Statik der elastischen Feder.

Wegen der Geringfügigkeit ihrer Bewegung und wegen ihrer kleinen Masse sehen wir bei der Feder von allen Massenwirkungen ab und betrachten sie vom Gesichtspunkt der Statik aus als eingespannten Balken.

Gegen die Anwendung der einfachen technischen Biegungslehre bestehen dabei keine Bedenken, weil die Klingenstärke im Verhältnis zu dem Krümmungsradius der deformierten Gestalt verschwindend klein ist.

An der Stelle x, y erfährt der Federbalken gemäß Fig. 2 ein positives Moment von der Größe:

$$M_x = Y\cdot(\delta - y) - X\cdot(\lambda - x) - M. \qquad 5)$$

Als positiv wird ein Moment betrachtet, wenn es der Feder eine Krümmung aufzwingt, der Krümmungsmittelpunkt auf der Seite der negativen y gelegen ist. Für diesen Fall lautet die Differentialgleichung der elastischen Linie:

$$E\cdot J\cdot\frac{d^2y}{dx^2} = -M,$$

also in unserm Falle:

$$E\cdot J\cdot\frac{d^2y}{dx^2} = M + X\cdot(\lambda - x) - Y\cdot(\delta - y), \qquad 6)$$

worin E der Elastizitätsmodul des Federstahles und J das äquatoriale Trägheitsmoment ihres Querschnittes ist.

Die Größen von X, Y und M werden durch die Gleichungen 1) bis 3) mitbestimmt und sollen zunächst als gegeben betrachtet werden, da wir ja hier einen Augenblickszustand statisch behandeln.

Die Integration von Gleichung 6) liefert:

$$y = C_1\cdot e^{\sqrt{a}\cdot x} + C_2\cdot e^{-\sqrt{a}\cdot x} - \frac{X}{Y}\cdot(\lambda - x) + \delta - \frac{M}{Y}, \qquad 7)$$

worin $\frac{Y}{E\cdot J}$ gleich a gesetzt ist.

Den beiden willkürlichen Konstanten C_1 und C_2 stehen aber vier Grenzbedingungen gegenüber; es muß nämlich sein:

$$\text{für } x=0: \quad y=o \quad \text{und} \quad \frac{dy}{dx}=o$$

$$\text{„ } x=\lambda: \quad y=\delta \quad \text{„} \quad \frac{dy}{dx}=\varphi.$$

Das ergibt die Bestimmungsgleichungen:

$$\left.\begin{aligned} C_1+C_2&=\frac{M}{Y}+\frac{X}{Y}\cdot\lambda-\delta \\ C_1-C_2&=-\frac{X}{\sqrt{a}\cdot Y} \\ C_1\cdot z+C_2\cdot\frac{1}{z}&=\frac{M}{Y} \\ C_1\cdot z-C_2\cdot\frac{1}{z}&=\frac{\varphi}{\sqrt{a}}-\frac{X}{\sqrt{a}\cdot Y}, \end{aligned}\right\} \quad 8)$$

worin für $e^{\sqrt{a}\cdot\lambda}$ abgekürzt z geschrieben ist.

Die Integralgleichung 7) charakterisiert die Form der deformierten Feder und kommt für uns zunächst nicht in Frage. Aus den Beziehungen 8) ergeben sich außer den beiden Integrationskonstanten C noch zwei weitere Zusammenhänge zwischen den als Funktionen der Zeit aufzufassenden Größen M, X, Y, δ und φ, die im Verein mit den Bewegungsgleichungen des Pendels das Problem erledigen. Zur Ermöglichung der rechnerischen Durchführung gestatten wir uns aber zunächst noch eine Einschränkung.

c) Einschränkung.

Da der Ausschlagwinkel des Pendels einer feinen Präzisionsuhr kaum größer als $1{,}5^0$ ist, entschließen wir uns dazu, φ für $\sin\varphi$ und 1 für $\cos\varphi$ zu setzen. Dadurch wird gemäß Fig. 1:

$$\xi=\delta+l\cdot\sin\varphi\simeq\delta+l\cdot\varphi, \qquad 9)$$

und weiter:

$$\eta=l\cdot\cos\varphi\simeq l, \qquad 10)$$

d. h. in Gl. 4) wird $(\xi-\delta)^2$ gegen η^2 vernachlässigt.

Durch Vergleich von 1) und 9) ergibt sich jetzt:

$$X=-\frac{G}{g}\cdot(\ddot{\delta}+l\cdot\ddot{\varphi}), \qquad 11)$$

und ebenso aus 2) und 10):

$$Y=G. \qquad 12)$$

Also nicht nur den das untere Federende fest umspannenden obersten Stangenpunkt stellen wir uns, dem konstanten λ entsprechend, in wagerechter Bahn laufend vor, sondern auch den Schwerpunkt S, gemäß der Unveränderlichkeit von η. Damit wird aber die Schwere nicht etwa ihrer dirigierenden Wirkung entkleidet, weil die in Gleichung 3) angeschriebenen Momente nach wie vor wirksam sind. Das Pendel hat nun bloß noch 2 Freiheitsgrade, und seine Lage wird durch die beiden Koordinaten ξ und φ ausreichend gekennzeichnet. Vermöge der in Gleichung 9) bis 12) zum Ausdruck gebrachten Vereinfachungen nimmt die Bewegungsgleichung der Rotation 3) nunmehr folgende bequeme Gestalt an:

$$\ddot{\varphi}\,(l^2+i^2)+g\cdot l\cdot\varphi+l\cdot\ddot{\delta}+\frac{M}{G}\cdot g=0. \qquad 13)$$

Diese Gleichung zusammen mit den beiden für die Bestimmung der C nicht erforderlichen Grenzbedingungen 8) liefert uns die Größen φ, δ und M als periodische Funktionen der Zeit.

d) Rechnerische Auswertung.

Durch Elimination der C aus dem System 8) kommt zunächst:

$$\begin{aligned} &\frac{M}{G}\cdot g\cdot\frac{z-1}{z}+\left(\frac{z-1}{z\sqrt{a}}-\lambda\right)\cdot\left(\ddot{\delta}+l\cdot\ddot{\varphi}\right)-g\cdot\delta-\varphi\cdot\frac{g}{z\cdot\sqrt{a}}=0\\ &\frac{M}{G}\cdot g\cdot(1-z)-\left(\frac{1-z}{\sqrt{a}}+\lambda\right)\cdot\left(\ddot{\delta}+l\cdot\ddot{\varphi}\right)-g\cdot\delta+\varphi\cdot\frac{g\cdot z}{\sqrt{a}}=0. \end{aligned} \qquad 14)$$

Wir wollen nun versuchen, die linearen Gleichungen 13) und 14) durch folgende Ansätze zu befriedigen:

$$\varphi=K_1\cdot e^{\beta t};\quad \delta=K_2\cdot e^{\beta t};\quad M=K_3\cdot e^{\beta t}. \qquad 15)$$

Sie bringen zum Ausdruck, daß wir den drei Größen dieselbe Periode zuschreiben, ohne über ihre Amplituden oder Phasen irgend etwas auszusagen. Die Voraussetzung gemeinsamer Periode ist physikalisch selbstverständlich, und über die Phasen- und Amplitudenverhältnisse werden uns die Ergebnisse der Rechnung weiterhin aufklären.

Führt man die Ansätze 15) jetzt in die Gleichung 13) und 14) ein, so erhält man:

$$\begin{aligned} &a_{11}\cdot K_1+a_{12}\cdot K_2+a_{13}\cdot K_3=0\\ &a_{21}\cdot K_1+a_{22}\cdot K_2+a_{23}\cdot K_3=0\\ &a_{31}\cdot K_1+a_{32}\cdot K_2+a_{33}\cdot K_3=0. \end{aligned} \qquad 16)$$

worin:

$$\left.\begin{aligned} a_{11}&=(l^2+i^2)\cdot\beta^2+g\cdot l\\ a_{12}&=l\cdot\beta^2\\ a_{13}&=\frac{g}{G}\\ a_{21}&=\left(\frac{z-1}{z\cdot\sqrt{a}}-\lambda\right)\cdot l\cdot\beta^2-\frac{g}{z\cdot\sqrt{a}}\\ a_{22}&=\left(\frac{z-1}{z\cdot\sqrt{a}}-\lambda\right)\cdot\beta^2-g\\ a_{23}&=\frac{z-1}{z}\cdot\frac{g}{G}\\ a_{31}&=\left(\frac{z-1}{\sqrt{a}}-\lambda\right)\cdot l\cdot\beta^2-\frac{g}{\sqrt{a}}\cdot z\\ a_{32}&=\left(\frac{z-1}{\sqrt{a}}-\lambda\right)\cdot\beta^2-g\\ a_{33}&=-(z-1)\cdot\frac{g}{G}. \end{aligned}\right\} \qquad 17)$$

Das sind 3 homogene Gleichungen für die K; sollen diese nicht sämtlich Null sein, d. h. sollen überhaupt Amplituden zustande kommen können, so muß die System-Determinante der a in den Gleichungen 16) verschwinden. Auf diese Weise erhalten wir eine Bestimmungsgleichung für β^2 von der Form:

$$p\cdot\beta^4+q\cdot\beta^2+r=0, \qquad 18)$$

worin:

$$\left.\begin{aligned} p &= \frac{z-1}{z}\cdot i^2\cdot\left[\lambda\cdot(z+1)-\frac{z}{\sqrt{a}}(z-1)\right] \\ q &= \left[\left(l^2+i^2+l\cdot\lambda+\frac{1}{a}\right)\cdot\frac{z^2-1}{z}+\lambda\cdot\frac{z^2+1}{z\cdot\sqrt{a}}\right]\cdot g \\ r &= \left(\frac{z^2-1}{z}\cdot l+\frac{z^2+1}{z\cdot\sqrt{a}}\right)\cdot g^2. \end{aligned}\right\} \qquad 19)$$

Setzt man plausible Zahlen ein, so kommt für 18) etwa folgendes:

$$\beta^4+10^5\cdot\beta^2+10^6=0.$$

Diese quadratische Gleichung für β^2 kann wegen ihrer positiven Koeffizienten höchstens negativ-reelle Wurzeln haben.

Da das Produkt der Wurzeln bloß zehnmal größer ist als ihre sehr große Summe, so folgt, daß die kleinere Wurzel etwa 10 sein muß, so daß man für sie das Glied 4. Ordnung vernachlässigen und sehr genähert schreiben kann:

$$\beta_1^2=-\frac{r}{q}.$$

Weiter aber ist der Absolutwert der Wurzelsumme und somit auch die größere Wurzel sehr genähert mit $\frac{q}{p}$ identisch:

$$\beta_2^2=-\frac{q}{p}.$$

Das ergibt gemäß 19):

$$\left.\begin{aligned} \beta_1^2 &= -\frac{(z^2-1)\cdot l+(z^2+1)\frac{1}{\sqrt{a}}}{\left(l^2+i^2+l\cdot\lambda+\frac{1}{a}\right)(z^2-1)+\frac{\lambda}{\sqrt{a}}(z^2+1)}\cdot g \\ \beta_2^2 &= -\frac{\left(l^2+i^2+l\cdot\lambda+\frac{1}{a}\right)(z^2-1)+\frac{\lambda}{\sqrt{a}}(z^2+1)}{i^2\cdot(z-1)\cdot\left[\lambda\cdot(z+1)-\frac{2}{\sqrt{a}}(z-1)\right]}\cdot g \end{aligned}\right\} \qquad 20)$$

Zahlenwerte liefern ungefähr das Resultat:

$$\beta_1=\sqrt{-1}\cdot\sqrt{10} \qquad \beta_2=100\cdot\beta_1.$$

e) Die Schwingungsdauer.

Da die Exponentialfunktion einen Periodenstreifen von der Breite $2\pi\sqrt{-1}$ besitzt, so ergibt sich nach den Gleichungen 15) die Periodendauer $2T$ der Funktionen $\varphi(t)$, $\delta(t)$ und $M(t)$ sofort aus: $2\cdot|\beta|\cdot T=2\pi$, somit die Schwingungsdauer im Sinne des Uhrmachers zu: $T=\frac{\pi}{|\beta|}$. Entsprechend den beiden Werten von β handelt es sich also um zwei voneinander unabhängige Schwingungen, von denen die für das kleinere β die normale Pendelschwingung ist. Deren Zeitdauer beträgt somit:

$$T=\pi\cdot\sqrt{\frac{l^2+i^2+l\cdot\lambda+\frac{1}{a}+\frac{\lambda}{\sqrt{a}}\cdot\operatorname{Cotg}(\sqrt{a}\cdot\lambda)}{g\cdot l+\frac{g}{\sqrt{a}}\cdot\operatorname{Cotg}(\sqrt{a}\cdot\lambda)}}, \qquad 21)$$

wenn wir statt der Exponentialfunktionen den Cotangens hyperbolicus einführen. Im Radikanden überwiegen die beiden ersten Terme des Zählers und der erste des Nenners bei weitem, und wir können wie folgt binomisch entwickeln und abbrechen:

$$T = \pi \cdot \sqrt{\frac{l^2 + i^2}{l \cdot g}} \cdot \left[\frac{1 + \dfrac{l \cdot \lambda + \dfrac{1}{a} + \dfrac{\lambda}{\sqrt{a}} \cdot \operatorname{Cotg}(\sqrt{a} \cdot \lambda)}{l^2 + i^2}}{1 + \dfrac{\operatorname{Cotg}(\sqrt{a} \cdot \lambda)}{l \cdot \sqrt{a}}} \right]^{1/2},$$

oder:

$$T \sim T_0 \cdot \left[1 + \frac{a \cdot l \cdot \lambda + 1 + \lambda \cdot \sqrt{a} \cdot \operatorname{Cotg}(\sqrt{a} \cdot \lambda)}{2 \cdot (l^2 + i^2) \cdot a} - \frac{\operatorname{Cotg}(\sqrt{a}\,\lambda)}{2 \cdot l \cdot \sqrt{a}} \right] = \varkappa \cdot T_0, \qquad 22)$$

worin T_0 die Schwingungsdauer ist, die sich einstellte, wenn man die Feder durch ein reibungsloses Gelenk ersetzen könnte.

Das Gesetz 22) kennzeichnet die Abhängigkeit der Schwingungsdauer von dem in $a = \frac{G}{EJ}$ enthaltenen Elastizitätsmodul E.

Vernachlässigt man im Klammergliede K der Gleichung 22) die numerisch sehr kleinen Glieder 1 gegenüber $a \cdot l \cdot \lambda$ und $\frac{\lambda}{l^2 + i^2}$ gegen $\frac{1}{l}$, so nimmt dasselbe die übersichtlichere Gestalt an:

$$\varkappa = 1 + \frac{l \cdot \lambda}{2(l^2 + i^2)} - \frac{\operatorname{Cotg}(\sqrt{a} \cdot \lambda)}{2 \cdot l \cdot \sqrt{a}}. \qquad 23)$$

Da pro Tag $\frac{86400}{T} \sim \frac{86400}{T_0}$ Schwingungen stattfinden, so beträgt das tägliche Nachbleiben infolge der Wirkung der Aufhängefeder:

$$\Delta = \frac{86400}{T_0}(T - T_0) = 43200 \cdot \left(\frac{l \cdot \lambda}{l^2 + i^2} - \frac{\operatorname{Cotg}(\sqrt{a} \cdot \lambda)}{l \cdot \sqrt{a}} \right) \qquad 24)$$

Sekunden. Numerisch sind das rund 100 Sekunden Nacheilung pro Tag. Dieses Zurückbleiben trotz der zusätzlichen Direktionswirkung der Feder erklärt sich natürlich durch die Verlängerung der reduzierten Pendellänge, die jetzt weiter hinaufreicht als bloß bis zum oberen Ende von l. Diese Abweichung kann aber leicht durch die Regulierung beseitigt werden und interessiert uns daher weniger als ihre Änderung mit der Variation des Elastizitätsmoduls.

Wir erhalten sie durch Differenziation von Δ nach E:

$$d\Delta = \frac{\partial \Delta}{\partial a} \cdot \frac{\partial a}{\partial E} \cdot dE = -\frac{21600}{l} \cdot \left[\frac{\lambda}{\operatorname{Sin}^2(\sqrt{a} \cdot \lambda)} + \frac{\operatorname{Cotg}(\sqrt{a} \cdot \lambda)}{\sqrt{a}} \right] \cdot \frac{dE}{E}. \qquad 25)$$

Wenn also der Elastizitätsmodul zunimmt und das Federmaterial starrer wird, so sinkt die Größe des täglichen Zurückbleibens, wie es ja auch ohne weiteres verständlich ist.

Bei Einführung von Zahlenwerten bemerkt man, daß eine Vermehrung des Elastizitätsmoduls um ein Promil rund 0,05 Sekunden Gewinn pro Tag einbringt. Besteht also eine merkliche Abhängigkeit des Wertes von E von der Temperatur, wie es das Verhalten unkompensierter Chronometer zeigt, so erwächst der Pendelkompensation durch die Feder eine neue Aufgabe, die der Rechnung nur dann zugänglich ist, wenn die Temperaturvariation der Elastizität hinreichend bekannt ist.

Die von β_2 abhängige Schwingung hat eine sehr kurze Dauer von der Größenordnung einer Hundertstel Sekunde. Sie besteht offenbar darin, daß das obere Stangenende bei stillstehendem Schwingungspunkt winzige Seitenbewegungen macht, die man vielleicht als Stimmgabelbewegung bezeichnen kann. Sie klingen natürlich mangels genügender Energiezufuhr im allgemeinen rasch ab und besitzen nur eine sehr kleine Amplitude, die man etwa durch Anbringen eines Spiegels an der Stange festzustellen vermöchte. Leider sind solche Versuche noch nicht bekannt geworden. Wir kommen auf diese Sache weiter unten noch eingehender zurück.

f) Das Momentanzentrum der Hauptschwingung.

Die allgemeinen Ansätze für die Funktionen φ und δ lauten nach Abschnitt *d:*

$$\varphi = K_1 \cdot e^{\beta_1 \sqrt{-1} \cdot t} + K_1' \cdot e^{-\beta_1 \sqrt{-1} \cdot t} + K_1'' \cdot e^{\beta_2 \sqrt{-1} \cdot t} + K_1''' \cdot e^{-\beta_2 \sqrt{-1}\, t}$$

und: 26)

$$\delta = K_2 \cdot e^{\beta_1 \sqrt{-1} \cdot t} + K_2' \cdot e^{-\beta_1 \sqrt{-1} \cdot t} + K_2'' \cdot e^{\beta_2 \sqrt{-1} \cdot t} + K_2''' \cdot e^{-\beta_2 \sqrt{-1}\, t}$$

oder in Rücksicht auf das Moivresche Theorem:

$$\begin{aligned} \varphi = {} & (K_1 + K_1') \cdot \cos \beta_1 \cdot t + (K_1 - K_1') \cdot \sqrt{-1} \cdot \sin \beta_1 \cdot t \\ & + (K_1'' + K_1''') \cdot \cos \beta_2 \cdot t + (K_1'' - K_1''') \cdot \sqrt{-1} \cdot \sin \beta_2 \cdot t \end{aligned} \qquad 27)$$

und analog für δ mit den Indices 2. Sehen wir zunächst von der Oberschwingung ab, setzen also $K'' = K''' = 0$, und bestimmen weiter, daß die Auslenkung zu Anfang ein Maximum sei, so wird $K_1 = K_1'$, und

es gilt: $$\varphi = \overline{\varphi} \cdot \cos \beta_1 \cdot t,$$

worin $\overline{\varphi} = K_1 + K_1'$ die maximale Auslenkung ist.

Die Konstanten der Gleichung für δ stehen zu denen für φ in einem bestimmten Verhältnis, das aus zwei beliebigen der Gleichungen 16) ermittelt werden kann, nachdem man in dieselbe β_1 als den die Hauptschwingungsdauer charakterisierenden Wert eingeführt hat; und zwar ist das Verhältnis für die K und die K' sowohl wie für die K'' und K''' dasselbe, weil β in den Gleichungen 16) nur im Quadrat vorkommt, so daß das Vorzeichen ohne Einfluß ist. Zur Vereinfachung der Rechnung begnügen wir uns für β_1 mit dem Annäherungswert, den wir aus 22) durch Beiseitelassen des von 1 nur unwesentlich verschiedenen Korrekturfaktors $\varkappa$ erhalten:

$$\beta_1^2 \sim -\frac{\pi^2}{T^2} = -\frac{l \cdot g}{l^2 + i^2}. \qquad 28)$$

Damit wird aber die erste der drei Gleichungen 16) für unseren Zweck unbrauchbar, weil mit der Näherung 28) der Beiwert a_{11} verschwindet, während er streng genommen gegenüber a_{12} und a_{13} immer noch erheblich ist; wir beschränken uns daher auf die Anwendung der beiden letzten der Gleichungen 16), bei denen diese Unstimmigkeit nicht hervortritt, und entnehmen aus ihnen das Verhältnis:

$$\frac{K_2}{K_1} = \frac{l^2 \cdot \lambda \cdot \operatorname{Cotg} \frac{\sqrt{a} \cdot \lambda}{2} - \frac{l^2 - i^2}{\sqrt{a}}}{(l^2 + i^2 - l \cdot \lambda) \cdot \operatorname{Cotg} \frac{\sqrt{a}\, \lambda}{2} + \frac{2\, l}{\sqrt{a}}}. \qquad 29)$$

Die beiden letzten Nennerterme sind numerisch klein gegenüber dem ersten, so daß wir wie folgt approximieren dürfen:

$$\frac{K_2}{K_1} = \frac{l^2 \cdot \lambda}{l^2 + i^2} - \frac{l^2 - i^2}{l^2 + i^2} + \frac{1}{\sqrt{a}} \cdot \operatorname{Tang} \frac{\sqrt{a} \cdot \lambda}{2}. \qquad 30)$$

Nun ist aber K_1 die halbe Amplitude von φ, nämlich $\frac{\bar{\varphi}}{2}$, und ebenso ist K_2 gleich $\frac{\bar{\delta}}{2}$ in bezug auf die Hauptschwingung, weil wir β_1 zugrunde gelegt haben.

Das Verhältnis 30) gilt auch für die zweiten Terme der Gleichung 27), oder mit anderen Worten: Das Glied mit $\sin \beta_1 t$ verschwindet auch in der Gleichung für δ. Die Auslenkung δ des unteren Federendes schwingt daher mit dem Pendel in gleicher Phase. Und noch mehr: Das Verhältnis $\frac{K_2}{K_1} = \frac{\bar{\delta}}{\bar{\varphi}}$ ist nach Fig. 2 nichts weiter als der Abstand des Drehpunktes oder Momentanzentrums P von der unteren Federfassung.

Folglich beträgt der Abstand dieses augenblicklichen Drehpunktes von der oberen Fassung (siehe Fig. 2):

$$\sigma = \lambda - \frac{\bar{\delta}}{\bar{\varphi}} = \lambda \cdot \frac{i^2}{l^2 + i^2} + \frac{1}{\sqrt{a}} \cdot \frac{l^2 - i^2}{l^2 + i^2} \cdot \mathfrak{Tang} \frac{\sqrt{a} \cdot \lambda}{2} \qquad 31)$$

Da sich die Zeit bei der Division von δ durch φ heraushebt, so ist Punkt P also nicht nur momentaner Drehpunkt, sondern Drehpunkt des Pendels überhaupt, den wir hiermit festgelegt haben. Das ist für die Präzisionsuhren außerordentlich wichtig. Der Ausdruck 31) geht übrigens bei Vernachlässigung von i^2 gegen l^2, d. h. für ein mathematisches Pendel mit dem kleinsten dynamischen Trägheitsmoment Null, in die Form über, die ich an der eingangs zitierten Stelle auf andere Weise abgeleitet habe.

Da aber $\mathfrak{Tang} \frac{\sqrt{a} \cdot \lambda}{2}$ mit abnehmendem Argument gegen $\frac{\sqrt{a} \cdot \lambda}{2}$ konvergiert, so nähert sich σ für kleines $\frac{\sqrt{a} \cdot \lambda}{2}$ der oberen Grenze $\frac{\lambda}{2}$. Das ist also die tiefste Lage, die der Drehpunkt bei leichtem Pendel und straffer Feder annehmen kann.

Ist umgekehrt das Pendel schwer und die Feder zart, so rückt der Drehpunkt nach oben und strebt dem Endwerte $\frac{l^2 + i^2 (\lambda \sqrt{a} - 1)}{\sqrt{a} \cdot (l^2 + i^2)}$ zu; denn $\mathfrak{Tang} \frac{\sqrt{a} \cdot \lambda}{2}$ nähert sich mit wachsendem Argument der Einheit.

g) Die Stimmgabelbewegung.

Für ihre Dauer kommt der in Gleichung 20) niedergelegte zweite Wert von β in Betracht:

$$\beta_2^2 = - \frac{l^2 + i^2 + l \cdot \lambda + \frac{1}{a} + \frac{\lambda}{\sqrt{a}} \cdot \mathfrak{Cotg} (\sqrt{a} \cdot \lambda)}{i^2 \cdot \left(\lambda - \frac{2}{\sqrt{a}} \cdot \mathfrak{Tang} \frac{\sqrt{a} \cdot \lambda}{2} \right)} \cdot g .$$

Unter Vernachlässigung der drei letzten Terme des Zählers von β_2^2 kommt als Schwingungsdauer der Stimmgabelbewegung:

$$T_2 = \pi \cdot i \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{\frac{\sqrt{a} \cdot \lambda}{2} - \mathfrak{Tang} \frac{\sqrt{a} \cdot \lambda}{2}}{g \cdot (l^2 + i^2) \cdot \sqrt{a}}} . \qquad 32)$$

In praxi beträgt sie etwa ein Hundertstel Sekunde, und mit abnehmendem $\sqrt{a} \cdot \lambda$ konvergiert sie gegen Null.

Zwecks Bestimmung des Drehpunktes dieser Zusatzbewegung führen wir den Wert von β_2^2 in die Gleichungen 16) ein, und zwar genügt für unseren Zweck die erste derselben.

$$K_1 \cdot [(l_2 + i^2) \cdot \beta_2^2 + g \cdot l] + K_2 \cdot l \cdot \beta_2^2 + K_3 \cdot \frac{g}{G} = 0 .$$

Die überragende Größe von β_2^2 erlaubt uns nicht nur die Vernachlässigung des Gliedes $g \cdot l$ der ersten Klammer, sondern auch des Termes $K_3 \cdot \frac{g}{G}$, weil K_3, die halbe Amplitude des Federmoments, doch kaum die Größe eines kg·cm erreicht. So ergibt sich ohne weiteres:

$$\frac{K_2}{K_1} = -\left(l + \frac{i^2}{l}\right). \qquad 33)$$

Das ist aber [vgl. Gleichung 30)] die Entfernung des Drehpunktes der Stimmgabelbewegung von dem oberen Stangenende, dessen seitliche Verschiebung wir ja mit δ bezeichnet haben. Das Minuszeichen besagt, daß der Drehpunkt unten liegt, und der durch 33) gekennzeichnete Wert ist die reduzierte Pendellänge. Mit anderen Worten: Die Stimmgabelbewegung erfolgt um den Schwingungspunkt des Pendels als Drehpunkt.

Wie schon bemerkt, klingt sie rasch ab, wenn sie nicht immer wieder von neuem angeregt wird, etwa durch die Funktion der Hemmung. Auf die Hauptschwingung hat sie direkt keinerlei Einfluß.

h) Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß ein nach Fig. 1 aufgehängtes Pendel zu zwei verschiedenen Schwingungen befähigt ist, deren Dauern die Werte besitzen:

$$T_1 = \pi \cdot \sqrt{\frac{l^2 + i^2}{l \cdot g}} \cdot \left[1 + \frac{l \cdot \lambda}{2\,(l^2 + i^2)} - \frac{\mathfrak{Cotg}\,(\sqrt{a} \cdot \lambda)}{2\sqrt{a} \cdot l}\right] \text{sek},$$

$$T_2 = \pi \cdot i \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{\frac{\sqrt{a} \cdot \lambda}{2} - \mathfrak{Tang}\,\frac{\sqrt{a} \cdot \lambda}{2}}{g\,(l^2 + i^2) \cdot \sqrt{a}}} \text{ sek}.$$

Die erste ist die normale Pendelschwingung, deren Drehpunkt um die Strecke σ unterhalb der oberen Federfassung liegt; es ist:

$$\sigma = \lambda \cdot \frac{i^2}{l^2 + i^2} + \frac{1}{\sqrt{a}} \cdot \frac{l^2 - i^2}{l^2 + i^2} \cdot \mathfrak{Tang}\,\frac{\sqrt{a} \cdot \lambda}{2}.$$

Die andere Schwingung hat eine sehr kurze Dauer und besteht in einer kleinen seitlichen Bewegung des oberen Stangenendes, wobei der Schwingungspunkt des Pendels, der untere Endpunkt seiner reduzierten Länge, den Drehpunkt bildet.

Die Abhängigkeit der Hauptschwingung vom Elastizitätsmodul der Feder wird durch das Gesetz ausgedrückt:

$$\Delta = -\frac{21600}{l} \cdot \left[\frac{\lambda}{\mathfrak{Sin}^2(\sqrt{a} \cdot \lambda)} + \frac{\mathfrak{Cotg}\,(\sqrt{a} \cdot \lambda)}{\sqrt{a}}\right] \cdot \frac{\Delta E}{E} \text{ sek/Tag}.$$

In diesen Formeln bedeuten: l die Stangenlänge bis zum Schwerpunkt; i den auf die Schwerachse bezogenen Trägheitsradius des Pendels: λ die Federlänge; a den Quotienten $\frac{G}{EJ}$; G das Pendelgewicht; E den Elastizitätsmodul und J das äquatoriale Trägheitsmoment der Feder; g die Beschleunigung der Schwere, Δ das tägliche Zurückbleiben in Sekunden.

Die Kenntnis der Werte von σ und Δ ist für die Praxis von erheblicher Wichtigkeit.

Über die gleichzeitige Messung von Phasendifferenz und Amplitudenverhältnis mit Hilfe des Soleilschen Kompensators.

Von
G. Szivessy in Münster i. W.

§ 1. Einleitung. Die Aufgabe, eine ebene monochromatische, elliptisch polarisierte Lichtwelle zu analysieren, ist gelöst, wenn es gelungen ist, Lage und Gestalt der Schwingungsellipse zu ermitteln.

Die Lage der Schwingungsellipse ist bestimmt durch das Azimut $\varphi\left(-\frac{\pi}{2} \leqq \varphi \leqq +\frac{\pi}{2}\right)$ der einen Ellipsenachse gegen eine feste Richtung, die wir als x-Achse wählen; die Gestalt durch die Elliptizität, d. h. durch das Verhältnis $\frac{\eta}{\xi} = \operatorname{tg}\psi\left(0 \leqq \psi \leqq \frac{\pi}{2}\right)$ der Ellipsenhalbachsen ξ und η (Fig. 1).

Bei den Methoden zur Bestimmung von φ und $\operatorname{tg}\psi$ werden diese Größen entweder durch die Beobachtungsdaten unmittelbar geliefert, z. B. bei der Methode des Stokesschen Kompensators; oder man bestimmt sie auf indirektem Wege, indem man Phasendifferenz δ und Amplitudenverhältnis $\operatorname{tg}\gamma = \frac{b}{a}\left(0 \leqq \gamma \leqq \frac{\pi}{2}\right)$ von zwei zueinander senkrechten (etwa nach den Koordinatenachsen x und y genommenen) Komponenten mißt und mit Hilfe der bekannten Beziehungen [1])

$$\operatorname{tg} 2\varphi = \operatorname{tg} 2\gamma \cos\delta$$
$$\sin 2\psi = \mp \sin 2\gamma \sin\delta$$

φ und ψ berechnet [2]).

Zu diesen indirekten Verfahren gehört die Methode des Soleilschen Kompensators. Letzterer besteht bekanntlich aus zwei parallel zur optischen Achse geschnittenen Quarzplatten, die so hintereinandergestellt sind, daß ihre Achsenrichtungen senkrecht zueinander liegen; die eine dieser Platten ist aus zwei gleichwinkligen Keilen zusammengesetzt und kann hinsichtlich ihrer Dicke durch Verschieben des einen (mittels Trommeldrehung mikrometrisch verstellbaren) Keiles variiert werden.

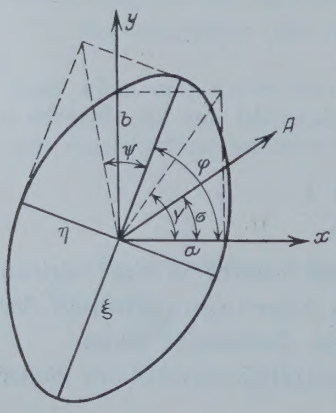


Fig. 1.

Wir legen die Koordinatenachsen x, y parallel zu den optischen Achsenrichtungen des Soleilschen Kompensators und lassen eine ebene, monochromatische, elliptisch polarisierte Welle mit den Komponenten

$$x = a\cos\nu t, \qquad y = b\cos(\nu t - \delta) \qquad 1)$$

senkrecht auf den Soleilschen Kompensator fallen. Befindet sich hinter letzterem ein an einem Teilkreis drehbar angebrachter Analysator-Nicol, so ist die Intensität der aus diesem auftretenden Welle

$$J = \tfrac{1}{2}(a^2\cos^2\sigma + b^2\sin^2\sigma + ab\sin 2\sigma\cos(\delta + \delta')), \qquad 2)$$

[1]) H. de Sénarmont, *Ann. chim. phys. (2)* **73.** *S. 345. 1840;* vgl. z. B. auch F. Pockels, Lehrbuch der Kristalloptik. *S. 9.* Leipzig 1906.

[2]) In der letzten Gleichung ist das obere bzw. untere Vorzeichen zu nehmen, je nachdem $\sin\delta$ negativ oder positiv ist.

wobei σ das Azimut der Schwingungsrichtung A des Analysators gegen die x-Achse ist (Fig. 1) und δ' die Phasendifferenz des Soleilschen Kompensators bedeutet.

Nach 2) wird $J = 0$ für

$$\delta + \delta' = 0, \qquad \sigma = \frac{\pi}{2} + \gamma. \tag{3}$$

Hieraus ergibt sich folgende von Jamin[1]) herrührende Meßmethode: Man läßt die zu analysierende Welle 1) senkrecht auf den in einer Nullstellung ($\delta' = \pm 2k\pi\,[k = 0, 1, 2 \ldots]$) befindlichen Soleilschen Kompensator fallen und stellt durch gleichzeitiges Drehen der Kompensatortrommel und des Analysators auf völlige Dunkelheit des Gesichtsfeldes ein; ist dann δ' die (aus der Trommelablesung sich ergebende) Phasendifferenz des Soleilschen Kompensators, σ das Azimut des Analysators, so folgt aus 3)

$$\delta = -\delta', \qquad \gamma = \sigma - \frac{\pi}{2}.$$

Bei nicht zu kleiner Elliptizität der zu analysierenden Welle ist die Methode des Soleilschen Kompensators besonders geeignet, weil die zu messenden Größen sich ohne besondere Berechnungen unmittelbar aus den Instrumentablesungen ergeben.

§ 2. Halbschattenvorrichtung für den Soleilschen Kompensator bei der Messung von Phasendifferenzen. Eine befriedigende Meßgenauigkeit läßt sich beim Soleilschen Kompensator nur durch Benutzung einer Halbschattenanordnung erzielen, indem man durch eine geeignete Vorrichtung das Gesichtsfeld teilt und statt auf dessen völlige Dunkelheit, auf gleichmäßige Intensität der beiden Gesichtsfeldhälften einstellt.

Der erste, der den Soleilschen Kompensator mit einer Halbschattenvorrichtung versah, war Bravais, indem er das Instrument mit der später nach ihm benannten Doppelplatte kombinierte[2]).

Die Anordnung von Bravais ist in Vergessenheit geraten, und erst in neuerer Zeit sind wieder Halbschattenvorrichtungen für den Soleilschen Kompensator angegeben worden, die auf dem Prinzip der Bravaisschen Platte beruhen[3]).

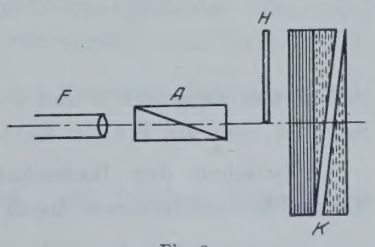


Fig. 2.

Eine noch einfachere Halbschattenanordnung, die überdies den Vorzug besitzt, daß ihre Halbschattenempfindlichkeit beliebig variiert werden kann, habe ich vor einiger Zeit beschrieben[4]); dieselbe besteht aus einem dünnen, in seiner Ebene drehbaren Glimmerblättchen H (Fig. 2), das sich zwischen Soleilschem Kompensator K und Analysator A befindet und nur die eine Gesichtsfeldhälfte bedeckt. Auf die Trennungslinie des Glimmerblättchens wird mit Hilfe eines Fernrohrs (oder einer Lupe) F scharf eingestellt.

Befinden sich Soleilscher Kompensator und Glimmerblättchen, das wir im folgenden als doppelbrechende Halbschattenplatte bezeichnen wollen, zwischen

---

[1]) J. Jamin, *Ann. chim. phys. (3)* **29.** *S. 274. 1850.*

[2]) A. Bravais, *Ann. chim. phys. (3)* **43.** *S. 142. 1855.*

[3]) C. Zakrzewski, *Krakauer Anzeiger. Mathem.-naturw. Kl. Jg. 1907. S. 1016;* J. Koenigsberger, *Centralbl. f. Min. 1908. S. 729; 1909. S. 246;* G. Szivessy, *Verh. d. D. physikal. Ges.* **15.** *S. 201. 1913; Ann. d. Phys. (4)* **42.** *S. 555. 1913.*

[4]) G. Szivessy, *Verh. d. D. physikal. Ges.* **21.** *S. 275. 1919; Zeitschr. f. Phys.* **29.** *S. 372. 1924.*

gekreuzten Nicol und besitzen ferner die optischen Achsenrichtungen des Soleilschen Kompensators gegen die Schwingungsrichtung des Polarisators die Azimute $\pm \frac{\pi}{4}$, die Hauptschwingungsrichtungen der Halbschattenplatte die Azimute ϱ und $\varrho + \frac{\pi}{2}$ $\left(0 < \varrho < \frac{\pi}{2}\right)$, so erscheinen die Gesichtsfeldhälften bei Beleuchtung mit parallelem, monochromatischem Lichte im allgemeinen verschieden hell.

Ist nämlich h die Amplitude der aus dem Polarisator austretenden Welle und δ' die Phasendifferenz des Kompensators, so ist die Intensität J' der aus dem Analysator austretenden Welle in der von der doppelbrechenden Halbschattenplatte freien Gesichtsfeldhälfte

$$J' = \frac{h^2}{2} \sin^2 \frac{\delta'}{2}, \tag{4}$$

die Intensität J'' in der von der doppelbrechenden Halbschattenplatte bedeckten Gesichtsfeldhälfte

$$J'' = \frac{h^2}{2}\left(\sin^2\frac{\delta'}{2} + \left(\sin 2\varrho \sin\frac{\vartheta}{2}\right)^2 + 2 \sin 2\varrho \sin\frac{\delta'}{2} \sin\frac{\vartheta}{2}\left(\cos\frac{\delta'}{2}\cos\frac{\vartheta}{2} - \sin\frac{\delta'}{2}\sin\frac{\vartheta}{2}\sin 2\varrho\right)\right), \tag{5}$$

wobei ϑ die Phasendifferenz der Halbschattenplatte bedeutet. Aus 4) und 5) folgt, daß die beiden Gesichtsfeldhälften für diejenigen Phasendifferenzen δ' des Kompensators gleich dunkel werden, für welche gilt

$$\delta' = \delta'_{01} = \pm 2k\pi - \frac{\bar{\vartheta}}{2} (k = 0, 1, 2 \ldots), \tag{6}$$

wobei $\bar{\vartheta}$ ein durch

$$\operatorname{tg}\frac{\bar{\vartheta}}{2} = \sin 2\varrho \operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2} \tag{7}$$

definierter, zwischen o und ϑ gelegener Winkel ist; diese Kompensatorstellungen bezeichnet man als Halbschattenstellungen.

Zwischen den Halbschattenstellungen liegen diejenigen Kompensatorstellungen, deren Phasendifferenzen durch

$$\delta' = \pm (2k + 1)\pi - \frac{\bar{\vartheta}}{2} \qquad (k = 0, 1, 2 \ldots)$$

bestimmt sind; bei ihnen besitzen die Gesichtsfeldhälften ebenfalls gleiche Intensitäten, jedoch maximale Helligkeit. Wegen der bekanntlich größeren photometrischen Empfindlichkeit des Auges für den Vergleich mäßiger Intensitäten werden bei den Beobachtungen stets die durch 6) bestimmten dunklen Halbschattenstellungen benutzt.

Aus 6) folgt, daß den Trommelumdrehungen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Halbschattenstellungen eine Änderung der Phasendifferenz von $\pm 2\pi$ entspricht; der Gebrauch des mit der doppelbrechenden Halbschattenplatte versehenen Soleilschen Kompensators bleibt also im Prinzip ungeändert, nur treten die Halbschatteneinstellungen an Stelle der Einstellungen auf völlige Dunkelheit des Gesichtsfeldes.

Sind p_0' und p_0'' die zwei aufeinanderfolgenden Halbschatteneinstellungen ent-

sprechenden Trommelablesungen, so ist der in Phasendifferenzen ausgedrückte Wert eines Trommelteils t gegeben durch

$$t = \frac{|p_0' - p_0''|}{2\pi}. \qquad 8)$$

Die Empfindlichkeit der Halbschattenvorrichtung wird um so größer, je kleiner $\bar{\vartheta}$ ist; nach 7) läßt sich $\bar{\vartheta}$ durch Änderung des Azimuts ϱ der Halbschattenplatte zwischen 0 und ϑ beliebig variieren.

Um mit Hilfe der doppelbrechenden Halbschattenplatte die Nullstellungen des Kompensators zu erhalten, kann man in folgender Weise verfahren: Man geht von einer Halbschattenstellung 6) aus und dreht die doppelbrechende Halbschattenplatte in ihrer Ebene um $\frac{\pi}{2}$; die Halbschattenstellung wird jetzt gestört, und um dieselbe wieder herzustellen, muß man dem Kompensator eine Phasendifferenz erteilen, die durch

$$\delta' = \delta_{02}' = \pm 2k\pi + \frac{\bar{\vartheta}}{2} \qquad (k = 0, 1, 2 \ldots) \qquad 9)$$

bestimmt ist. Aus 6) und 9) ergibt sich die betreffende (durch den Zahlwert von k bestimmte) Nullstellung des Kompensators zu

$$\frac{\delta_{01}' + \delta_{02}'}{2} = \pm 2k\pi. \qquad 10)$$

Sind also p_{01} und p_{02} die den Einstellungen 6) und 9) entsprechenden Trommelablesungen, so ist die der Nullstellung entsprechende Trommeleinstellung p_0 gegeben durch

$$p_0 = \frac{p_{01} + p_{02}}{2}. \qquad 11)$$

§ 3. Halbschattenvorrichtungen für den Soleilschen Kompensator bei der gleichzeitigen Messung von Phasendifferenz und Amplitudenverhältnis. Die in § 2 besprochene Halbschattenanordnung genügt allen Anforderungen, wenn in 1) $a = b$, d. h. $\gamma = \frac{\pi}{4}$ ist, eine Vereinfachung, die sich bei vielen Versuchsanordnungen verwirklichen läßt.

Ist jedoch γ von $\frac{\pi}{4}$ verschieden und sollen δ und γ der durch 1) dargestellten Komponenten gleichzeitig bestimmt werden, so ergeben sich nur dann einfache Verhältnisse, wenn die Hauptschwingungsrichtungen der doppelbrechenden Halbschattenplatte parallel zu den Hauptschwingungsrichtungen des Soleilschen Kompensators liegen.

Fällt dann bei dieser Orientierung die Welle 1) senkrecht auf den Soleilschen Kompensator und die Halbschattenplatte, und ist wieder δ' die Phasendifferenz des Kompensators, so sind die Intensitäten J' und J'' der von der Halbschattenplatte freien bzw. von ihr bedeckten Gesichtsfeldhälfte nach 2)

$$\left.\begin{aligned} J' &= \tfrac{1}{2}(a^2\cos^2\sigma + b^2\sin^2\sigma + ab\sin 2\sigma\cos(\delta + \delta')), \\ J'' &= \tfrac{1}{2}(a^2\cos^2\sigma + b^2\sin^2\sigma + ab\sin 2\sigma\cos(\delta + \delta' + \vartheta)). \end{aligned}\right\} \qquad 12)$$

Die beiden Gesichtsfeldhälften werden gleich dunkel für

$$\delta' = \delta_1' = -\delta - \frac{\vartheta}{2} \pm 2k\pi, \qquad \sigma = \bar{\sigma} = \frac{\pi}{2} + \bar{\gamma}, \qquad 13)$$

wobei $\bar{\gamma}$ durch

$$\operatorname{tg} 2\bar{\gamma} = \operatorname{tg} 2\gamma \cos\frac{\vartheta}{2}$$

bestimmt ist und wegen der Kleinheit von ϑ sich nur wenig von γ unterscheidet.

Dreht man in dieser Stellung die doppelbrechende Halbschattenplatte in ihrer Ebene um $\frac{\pi}{2}$, so wird der Halbschatten gestört; um ihn wieder herzustellen, muß man, wie sich aus 12) ergibt, dem Kompensator (bei ungeändertem Azimut des Analysators) die Phasendifferenz

$$\delta' = \delta_2' = -\delta + \frac{\vartheta}{2} \pm 2k\pi \qquad 14)$$

erteilen. Aus 13) und 14) erhält man

$$\frac{\delta_1' + \delta_2'}{2} = \pm 2k\pi - \delta. \qquad 15)$$

Ferner folgt aus 10) und 15)

$$\delta = \frac{\delta_{01}' + \delta_{02}'}{2} - \frac{\delta_1' + \delta_2'}{2}. \qquad 16)$$

Stellt man den Soleilschen Kompensator auf die durch 15) bestimmte Phasendifferenz ein, so wird durch ihn die auffallende Welle 1) in eine linear polarisierte Welle übergeführt; entfernt man nun die doppelbrechende Halbschattenplatte, so besteht völlige Dunkelheit des Gesichtsfeldes, wenn der Schwingungsrichtung des Analysators das Azimut

$$\sigma = \sigma_0 = \gamma + \frac{\pi}{2} \qquad 17)$$

erteilt wird.

Um σ_0 genau zu bestimmen, ersetzt man die doppelbrechende Halbschattenplatte durch eine nach Art der Soleilschen Doppelplatte hergestellte Halbschattenplatte, die wir zur Abkürzung als drehende Halbschattenplatte bezeichnen; wie aus der linearen Polarimetrie bekannt, hat die Schwingungsrichtung des Analysators dann das Azimut σ_0, wenn die beiden Gesichtsfeldhälften gleich dunkel sind.

§ 4. Ausführung des Instruments und Gebrauchsanweisung. Bei der Ausführung des Instruments (Fig. 3) sind Analysator A, Halbschattenplatte H und Soleilscher Kompensator K für sich mikrometrisch drehbar an Teilkreisen T, T_1, T_2 angebracht, deren Nonien noch halbe Minuten abzulesen gestatten; mit Hilfe eines Fernrohrs (in Fig. 3 weggelassen) wird scharf auf die Trennungslinie der Halbschattenplatte eingestellt. Die Grobeinstellung der Teilkreise wird mittels ihrer gekordelten Ränder, die Feineinstellung nach Anziehen der Klemmen k, k_1, k_2 mit Hilfe der Mikrometerschrauben m, m_1, m_2 ausgeführt. Der Teilkreis T_1 besitzt

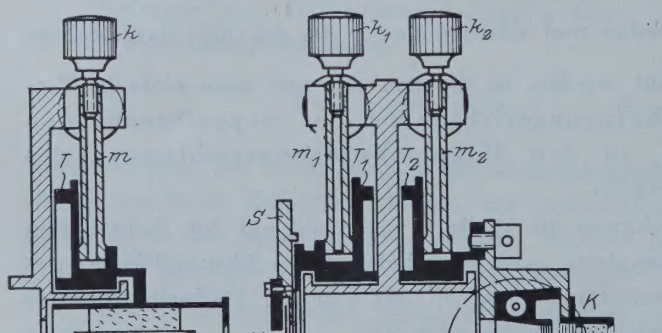


Fig. 3.

einen Ansatz mit Schwalbenschwanzführung zur Aufnahme des die betreffende Halbschattenplatte H tragenden Schlittens S. Doppelbrechende und drehende Halbschattenplatte befinden sich jede in einem besonderen Schlitten; sie lassen sich beliebig in den Strahlengang bringen oder aus ihm entfernen und können durch einfachen Handgriff miteinander ausgewechselt werden. Das Instrument ist so gebaut, daß es sich entweder in Verbindung mit einer optischen Bank oder mit einem Spektrometer benützen läßt.

Der Gang der Messung bei der Analyse der Welle 1) ist folgender: Man schiebt den die doppelbrechende Halbschattenplatte tragenden Schlitten S in die Führung und orientiert die Halbschattenplatte durch Drehen des Teilkreises T_1 so, daß ihre Hauptschwingungsrichtungen zu den Hauptschwingungsrichtungen des Soleilschen Kompensators K parallel liegen. Der Soleilsche Kompensator wird auf die durch 11) bestimmte (der Frequenz ν der zu analysierenden Welle entsprechende) Nullstellung eingestellt; dem Analysator A wird ein beliebiges Azimut erteilt.

Man läßt jetzt die zu analysierende Welle 1) senkrecht auf den Soleilschen Kompensator fallen und stellt durch gleichzeitiges Drehen von Kompensatortrommel und Analysatorteilkreis T auf eine Halbschattenstellung bei möglichst geringer Intensität des Gesichtsfeldes ein; die entsprechende Kompensatortrommelstellung sei p_1.

Nun dreht man den Teilkreis T_1 um 90^0, wodurch die Halbschattenstellung gestört wird; um dieselbe wieder herzustellen, sei die Kompensatortrommelstellung p_2 erforderlich. Setzt man

$$p = \frac{p_1 + p_2}{2},$$

so ist nach 8), 11) und 16) die gesuchte Phasendifferenz

$$\delta = t(p_0 - p).$$

Man stellt jetzt die Kompensatortrommel auf p und wechselt den Schlitten der doppelbrechenden Halbschattenplatte mit dem die drehende Halbschattenplatte tragenden Schlitten aus; die beiden Gesichtsfeldhälften erscheinen nun verschieden hell. Man dreht den Analysatorteilkreis T (bei ungeänderter Kompensatortrommel) bis Halbschattenstellung erzielt ist[1]); ist dann σ_0 das Azimut der Schwingungsrichtung des Analysators, so folgt aus 17) das gesuchte Amplitudenverhältnis zu

$$\operatorname{tg}\gamma = -\operatorname{cotg}\sigma_0.$$

§ 5. Empfindlichkeit und Meßgenauigkeit. Da die doppelbrechende Halbschattenplatte sich in bestimmtem Azimut $\left(0 \text{ oder } \frac{\pi}{2}\right)$ befinden muß, kann ihre Empfindlichkeit nicht variiert werden (§ 2); man stellt sie daher aus einem möglichst dünnen Glimmerblättchen her, damit ϑ für einen möglichst großen Spektralbereich angenähert den nämlichen kleinen Wert beibehält. Als geeignet erwiesen hat sich ein Glimmerblättchen mit $\vartheta = 0{,}066 \cdot 2\pi$ für die Wellenlänge $\lambda = 546\ m\mu$.

Die drehende Halbschattenplatte besteht, wie schon erwähnt, nach Art der Soleilschen Doppelplatte aus zwei senkrecht zur optischen Achse geschnittenen Quarzplatten gleicher Dicke, von denen jede nur eine Gesichtsfeldhälfte bedeckt und die eine rechts-, die andere linksdrehend ist. Die Halbschattenempfindlichkeit hängt von der

---

[1]) Diese Drehnug ist nur klein, weil γ von $\bar{\gamma}$ nur wenig verschieden ist und dasselbe nach 13) und 17) auch von den entsprechenden Analysatorazimuten σ_0 und $\bar{\sigma}$ gilt.

Plattendicke ab; diese wird so gering gewählt[1]), daß der Halbschattenwinkel für mittleren sichtbaren Spektralbereich ca. 2^0 beträgt[2]).

Die folgenden Angaben können dazu dienen, eine Vorstellung von der durch die Halbschattenvorrichtung erzielten Verbesserung der Meßgenauigkeit zu geben. Der Wert eines Trommelteils des Soleilschen Kompensators betrug $t = 4{,}36 \cdot 10^{-4} \cdot 2\pi$ für $\lambda = 546\ m\mu$. Bei Beleuchtung mit Licht dieser Wellenlänge belief sich bei der Messung von δ der mittlere Fehler des Mittels aus 10 Ablesungen ohne doppelbrechende Halbschattenplatte auf $\pm$ 5,3 Trommelteile, mit doppelbrechender Halbschattenplatte auf nur $\pm$ 0,46 Trommelteile. Die Verbesserung der Genauigkeit bei der Messung von γ durch Benutzung der drehenden Halbschattenplatte ist aus der linearen Polarimetrie bekannt; sie läßt sich von $\pm$ 30′ auf $\pm$ 1′ bringen.

Das Instrument wird von den optisch-mechanischen Werkstätten Fr. Schmidt und Haensch in Berlin geliefert.

(Vorgetragen bei der Tagung des Gauvereins Rheinland-Westfalen der Deutschen physikalischen Gesellschaft in Münster i. W. am 1. Mai 1926.)

Über die direkte stereoskopische Sichtbarmachung des Feinbaues von Körpern, insbesondere Kristallen und dergleichen.

Von
Dr. **H. Herbst** in Jena.

Die Mikroskopie war im letzten Jahrzehnt an einer gewissen Grenze angelangt, über die man scheinbar nicht hinauskommen konnte. Diese Grenze im Auflösungsvermögen des Mikroskopes war bedingt einerseits durch die erreichbare numerische Apertur der Mikroskopobjektive und andererseits durch die Wellenlänge der zur Beleuchtung des Objektes angewandten Lichtstrahlen. Die Grenze des Auflösungsvermögens eines Mikroskopes liegt für gewöhnliche Hellfeldbeleuchtung etwa bei 0,00016 mm, das heißt der kleinste mit dem Mikroskop noch wahrnehmbare Abstand zweier Punkte ist 0,00016 mm. Bei der Mikrophotographie mit ultravioletten Lichtstrahlen liegt die Grenze des Auflösungsvermögen noch eine Kleinigkeit niedriger, etwa bei 0,00010 mm.

Durch das von Siedentopf und Zsigmondy 1903 angegebene „Ultra-Mikroskop“ gelingt es mit Hilfe der Dunkelfeldbeleuchtung, noch einzelne Teilchen durch an ihnen abgebeugtes oder reflektiertes Licht sichtbar zu machen, die bei gewöhnlicher Hellfeldbeleuchtung infolge ihrer Kleinheit nicht mehr sichtbar sind. Diese „submikroskopischen“ Teilchen, die kleiner sind als 0,00010 mm, ergeben bei Betrachtung mit Dunkelfeldbeleuchtung mehr oder weniger große Beugungsscheibchen, deren Durchmesser meist erheblich größer erscheinen als die Objekte in Wirklichkeit sind. Diese Beugungsscheibchen oder hellen Pünktchen sind dabei im allgemeinen keine objektähnlichen Bilder der Teilchen, sondern sie geben nur Kunde vom Vorhandensein der Teilchen, nicht aber über ihre besondere Form und Struktur. Das „Ultramikroskop“ macht nun Teilchen, die kleiner als 0,00010 mm sind, in Form eines runden Beugungsscheibchens nur dann einzeln sichtbar, wenn die Teilchen einen größeren Abstand von-

---

[1]) Diese Doppelquarzplatten werden von der Firma Dr. Steeg und Reuter, Bad Homburg v. d. H., hergestellt.

[2]) Vgl. hierüber S. Nakamura, *Centralbl. f. Min. 1905. S. 267; Proc. Tokyo Math.-Phys. Soc.* (2) **4.** *S. 26. 1907.*

einander haben als 0,00010 mm. Sind die Teilchen einander näher, so werden sie nicht mehr getrennt, sondern als diffuse gleichmäßig leuchtende Fläche gesehen[1]). Die Grenze der Sichtbarmachung derartiger submikroskopischer Teilchen liegt nach Siedentopf etwa bei 0,000004 mm, und ist diese im wesentlichen abhängig von der Flächenhelligkeit der Lichtquelle, und letztere ist wieder abhängig von der Temperatur der Leuchtfläche. Die höchste Temperatur hat man bisher mit Bogenlampen erreicht, so wurde 1914 von Lummer durch Brennen der Bogenlampe unter einem Druck von 22 Atmosphären eine Temperatur von 7700° abs. erreicht, also eine Temperatur, die höher liegt als die Sonnentemperatur mit etwa 6000° abs. — Auch bei gewöhnlichem Druck kann man bei Bogenlampen eine erhöhte Flächenhelligkeit erzielen, wenn man dieselben mit sehr großen Stromstärken betreibt (Beck-Lampe). — Auch der Verfasser konnte 1915 z. B. durch starkes Überlasten einer frei in Luft brennenden Bogenlampe ca. 6000° abs. erreichen, welche Temperatur wahrscheinlich dem Siedepunkt des Kohlenstoffes bei Atmosphärendruck entspricht[2]).

Bei der Gelegenheit möge an dieser Stelle noch kurz auf zwei Verfahren zur besseren Sichtbarmachung feiner Strukturen hingewiesen werden. Es handelt sich um das Verfahren von Charles Spierer, Genf; Schweizer Patente Nr. 98827, 100630, 100631; sowie um ein Verfahren von H. Herbst, Jena, Deutsche Patente Nr. 415873 und 421865.

Bei dem Verfahren von Charles Spierrer wird das Objekt mit einem zentralen Dunkelfeldbüschel — wobei die Dunkelfeldbeleuchtung durch eine zentrale Blende oder Farbglas im Objektiv hervorgerufen wird — und außerdem gleichzeitig mit zwei exzentrischen, seitlichen Hellfeldbüscheln beleuchtet. Das zentrale Dunkelfeldbüschel und die beiden exzentrischen Hellfeldbüschel können verschiedene Farben haben. Nach diesem Verfahren soll es einem englischen Arzt, Dr. W. E. Gye, und einem Privatforscher, J. E. Barnard, unter Anwendung ultravioletter Strahlen gelungen sein, einen Krebserreger sichtbar zu machen.

Bei dem Verfahren von H. Herbst wird das Objekt mit einem einzigen gefärbten zentralen oder schwach exzentrischen Hellfeldbüschel und außerdem gleichzeitig mit 2 oder mehreren verschieden gefärbten exzentrischen Dunkelfeldbüscheln von verschiedenen Seiten beleuchtet. — Die angewandten verschieden gefärbten Lichtbüschel sind dabei zweckmäßig monochromatisch, auch können ultraviolette Strahlen angewandt werden. — Die exzentrischen Dunkelfeldbüschel können im Kreise um das Objekt herumgeführt werden, während das zentrale Lichtbüschel stillsteht. Die verschieden geneigten Flächen des Objektes leuchten dabei in verschiedenen Farben auf und aus der Farbe kann man auf ihre räumliche Lage schließen. Man kann also auf diese Weise das Objekt von verschiedenen Seiten optisch abtasten. Ferner kann das zentrale Hellfeldbüschel polarisiert werden, während die exzentrischen Dunkelfeldbüschel nicht polarisiert werden und umgekehrt. Durch Drehen eines Analysators kann man so sehr leicht zu reiner Dunkelfeldbeleuchtung übergehen, so daß man die verstellbaren Wechselkondensoren nicht mehr braucht.

Bei den obigen Verfahren wird also Licht verschiedener Farbe, das heißt verschiedener Wellenlänge (auch ultraviolettes Licht) von verschiedenen Seiten zur Beleuchtung des Objektes herangezogen, und in der Tat kann man auf diesem

---

[1]) Vergl. Müller-Pouillet II, S. 455—459. 1909.

[2]) H. Herbst, „Über die Dampfdruckkurve und die molekulare Verdampfungswärme des flüssigen Kohlenstoffs". *Physikal. Zeitschr. 1926.*

Wege ein schärferes Hervortreten feiner Strukturen erreichen. Besonders für kristallographisch-mineralogisch und bakteriologische Arbeiten sind diese Verfahren geeignet. — Man sollte heute von jedem einigermaßen brauchbaren Mikroskop verlangen, daß es für die Beobachtung mit verschieden gefärbten Hell- und Dunkelfeldlichtbüscheln eingerichtet ist.

Es hat sich nun gezeigt, daß man um so feinere Objekte oder Strukturen noch objektähnlich sichtbar machen kann, je kleiner die Wellenlängen der beleuchtenden Strahlen sind; so war man für photographische Zwecke zu der Anwendung der dem Auge nicht direkt sichtbaren ultravioletten Strahlen gekommen.

Viele Stoffe haben ferner die Eigenschaft, auftreffendes kurzwelliges Licht zum Teil in langwelligeres Licht umzuwandeln. Diese Erscheinung ist bekannt als „Lumineszenz". Läßt man so z. B. ultraviolettes Licht mit einer Wellenlänge von etwa 300 bis 400 $\mu\mu$ auf geeignete mikroskopische Präparate fallen, so kann man erreichen, daß ein Teil des unsichtbaren Lichtes kurzer Wellenlänge in dem Objekt in sichtbares Licht längerer Wellenlänge umgewandelt wird. Derartige Mikroskope sind bekannt unter dem Namen „Lumineszenzmikroskope".

Da die gewöhnlichen sichtbaren Lichtstrahlen und ultravioletten Strahlen bei Objekten unter 0,00010 mm versagen, so lag es nahe, nach kleineren Wellenlängen zur Beleuchtung des Objektes zu suchen, und in der Tat ergab sich, daß die Röntgenstrahlen geeignet sind. Die Röntgenstrahlen haben eine erheblich kleinere (20 mal bis 50000 mal kleinere) Wellenlänge als die mittleren ultravioletten Strahlen von 250 $\mu\mu$ Wellenlänge. Die Wellenlänge der Röntgenstrahlen schwankt zwischen 12 $\mu\mu$ für die weichen, wenig durchdringenden Strahlen und 0,005 $\mu\mu$ für die härtesten durchdringenden Strahlen.

Da man bisher annimmt, daß der Abstand der Atome voneinander etwa in der Größenordnung von 10^{-7} mm $= 0{,}1$ $\mu\mu$ liegt, so gelangen wir mit der Wellenlänge der Röntgenstrahlen in diese Größenordnung und noch weiter hinunter. Es müssen sich also die Röntgenstrahlen durch die Anordnung der Atome, die sogenannten „Atomgitter", ablenken lassen, wie die grundlegenden Versuche von Laue und seinen Mitarbeitern 1912 in der Tat bewiesen haben (Laue-Diagramme).

In der beifolgende Tabelle ist eine Übersicht über die verschiedenen bekannten und vermuteten Strahlungen der Wellenlänge nach angegeben:

Wellenlängen.

Art der Schwingung	Elektrische Schwingungen	Noch wenig erforscht	Unsichtbares Spektrum, Wärmestrahlen, Ultrarot	Sichtbares Spektrum	Sichtbares Spektrum: Rot *A*	Orange *D*	Grün *E*	Blau *F*	Indigo *G*	Violett *H*	Unsichtbares Spektrum, Ultraviolett	Noch wenig erforscht	Röntgenstrahlen, weiche → harte	Noch stärker durchdringende Strahlen (Millikan)	Noch unerforscht	Strahlende Materie im Weltraum (nach H. Herbst), Schwerstrahlen
Wellenlänge λ	Von 10000 km bis 1 mm	Von 1 mm bis 61000 $\mu\mu$	Von 61000 $\mu\mu$ bis 761 $\mu\mu$	Von 810 $\mu\mu$ bis ca. 330 $\mu\mu$	759 $\mu\mu$	590 $\mu\mu$	527 $\mu\mu$	486 $\mu\mu$	431 $\mu\mu$	397 $\mu\mu$	Von 390 $\mu\mu$ bis 100 $\mu\mu$	Von 100 $\mu\mu$ bis 12 $\mu\mu$	Von 12 $\mu\mu$ bis 0,005 $\mu\mu$	ca. 10^{-4} $\mu\mu$ bis 10^{-5} $\mu\mu$	10^{-6} $\mu\mu$ bis 10^{-9} $\mu\mu$	Etwa 10^{-10} μ bis 10^{-15} μ

Zu der Wellenlängentabelle ist zu bemerken, daß es ja neuerdings dem amerikanischen Nobelpreisträger Prof. Dr. R. A. Millikan gelungen ist, noch rund 1000mal kürzere Wellen als die der bekannten Röntgenstrahlen zu finden. Diese Strahlen, die aus dem Weltraum kommen, sollen 2 m dickes Blei durchdringen, während die bisher bekannten Röntgenstrahlen oder Radium-Gammastrahlen höchstens 3 cm Blei durchdringen!

In der Tabelle ist ferner noch die vermutliche Wellenlänge der „Schwerestrahlen" angeführt. Darüber noch einige Worte, soweit dies zum Verständnis der Versuchsergebnisse erforderlich ist: Nach H. Herbst[1]) ist der ganze Weltraum von einer außerordentlich feinen, in einem schnellen Bewegungszustand befindlichen „strahlenden Materie" erfüllt. Von der Feinheit dieser „strahlenden Materie" können wir uns fast keine Vorstellung machen: Denken wir uns unser leichtestes Gas, den Wassserstoff, so ist die Dichte der strahlenden Materie wenigstens rund zehn milliardenmal kleiner! — Die Geschwindigkeit der strahlenden Materie ist eine sehr große, von der Größenordnung von etwa 300000 km pro 1 Sekunde, und die Wellenlänge ist eine außerordentlich kleine von der Größenordnung von höchstens 10^{-16} bis 10^{-21} mm. Die Schwingungszahl ist also dementsprechend eine außerordentlich große.

Trotz der außerordentlich geringen Dichte ist die Menge der strahlenden Materie, die sich z. B. in dem kugelförmigen mit der Sonne als Mittelpunkt gedachten Wirkungsraum unseres Sonnensystems befindet (der Wirkungsradius ist etwa gleich der halben Entfernung des nächsten Fixsternes α_2-Centauri $= 2 \times 10^{13}$ km) mehrere millionenmal größer als die Masse des gesamten uns sichtbaren Sonnensystems, einschließlich der Planeten. — Berücksichtigt man die hohe Geschwindigkeit der strahlenden Materie, so ist die in ihr steckende Energie viele Milliarden mal größer als die Energie, die in unserem langsam bewegten Sonnensystem — also in unserer Sonne und den Planeten — steckt! — Diese einfache Überschlagsrechnung, die jeder Leser selbst ausführen kann, führt uns also, im Gegensatz zu unseren bisherigen, zu ganz neuen astronomischen Anschauungen. Während man bisher angenommen hat, daß die Hauptsache unsere uns sichtbaren Himmelskörper sind, zeigt sich jetzt, daß die Hauptsache die den Weltraum erfüllende außerordentlich feine, schnellbewegte „strahlende Materie" ist, die wir nicht direkt sehen. Wir müssen also unterscheiden zwischen der fein verteilten strahlenden Materie und der konzentrierten Materie, wie wir sie in unseren sichtbaren Weltkörpern und unseren Elementen vor uns haben. — Unsere Weltkörper befinden sich also in einem schnellbewegten System der strahlenden Materie. Die strahlende Materie übt von außen einen Bewegungsdruck auf die Himmelskörper aus und um jeden Weltkörper und auch um jedes einzelne Element bildet sich ein dem Aufbau des Elements entsprechendes Bewegungsfeld oder Spannungsfeld aus. Dabei ist zu bemerken, daß es keine „Anziehungskraft" gibt; die Erscheinung der „Anziehung" und „Abstoßung" beruht auf der Einwirkung der verschiedenen Bewegungsfelder aufeinander! Den Begriff „Kraft" definiert man zweckmäßigerweise in der Art, daß man sagt: „Kraft" ist = einer Stoffbewegung.

Jedes chemische Element besteht aus zwei Teilen, dem uns sichtbaren Teil des Elementes und dem dasselbe umgebenden, von außen kommenden, unsichtbaren Strahlungsfeld oder Bewegungsfeld. — Jedes chemische Element hat einen bestimmten potentiellen Energieinhalt gegenüber dem Bewegungsfeld der strahlenden

[1]) H. Herbst, „Kosmische und physikalisch-chemische Probleme".

Materie. Alle chemischen Erscheinungen spielen sich in den Bewegungsfeldern ab. Bei chemischen Umsetzungen finden Lagenänderungen innerhalb der Felder statt und darauf beruhen die evtl. frei werdenden Energien, wie Wärme, Licht, Elektrizität usw. Die frei werdenden Energien entstammen also dem von außen kommenden Bewegungsfelde der strahlenden Materie. — Die außerordentlich kurzwelligen Strahlen der strahlenden Materie können z. B. bei chemischen Vorgängen in Strahlen mit größerer Wellenlänge umgesetzt oder transformiert werden. — Man könnte über die Wechselwirkung der strahlenden Materie und unseren Weltkörpern noch mancherlei sagen, doch mögen obige Ausführungen genügen.

Es ist nun bekannt, durch Auftreffenlassen eines schmalen parallelen Röntgenstrahlenbündels auf einen Körper, z. B. einen Kristall, eine Ablenkung der Röntgenstrahlen durch das „Gitter" des Körpers zu erzielen und die abgelenkten Röntgenstrahlen auf einem Leuchtschirm oder auf einer photographischen Platte sichtbar zu machen (Laue-Diagramme). Wir können also wohl diese Beugungserscheinungen zeigen, waren aber bisher nicht in der Lage, einen direkten sichtbaren Einblick in die Struktur der Körper, insbesondere der Kristalle zu tun, weil uns bisher kein Stoff bekannt ist, der für die Röntgenstrahlen als „Linse" wirkt. — Daher konnte man die Röntgenstrahlen bisher auch nicht unmittelbar zu einer Abbildung verwerten und war man bei der Auswertung der „Laue-Diagramme" vor allem auf oft langwierige problematische Berechnungen angewiesen. — Die schönsten Berechnungen ersetzen uns aber nicht das direkte plastische Schauen, und so ist die Hauptaufgabe, den Feinbau der Kristalle und dergleichen dem Beobachter direkt plastisch, stereoskopisch sichtbar zu machen.

Das vorliegende Verfahren bezweckt die direkte stereoskopische Sichtbarmachung des Feinbaues bezüglich der molekularen Struktur von Körpern, insbesondere von Kristallen und dergleichen. Das Verfahren besteht darin, daß die Wirkung der Röntgenstrahlen oder noch kurzwelligerer Strahlen mit der Wirkung von gewöhnlichen oder ultravioletten Lichtstrahlen kombiniert wird, und zwar in der Weise, daß die sichtbaren oder ultravioletten Lichtstrahlen gleichzeitig oder nacheinander denselben Weg in derselben oder in entgegengesetzter Richtung durchlaufen, wie die am Objekt abgelenkten oder abgebeugten Röntgenstrahlen, und daß die sichtbaren oder ultravioletten Lichtstrahlen dann in gewöhnlicher Weise mit Hilfe von Glas- oder Quarzlinsen evtl. unter Anordnung einer ähnlichen Prismenordnung wie beim binokularen Mikroskop zu einer binokularen stereoskopischen Abbildung herangezogen werden, so daß man die Feinstruktur des Körpers direkt stereoskopisch, plastisch sieht. — Der Weg der abgelenkten Röntgenstrahlen kann dabei in bekannter Weise durch eine photographische Platte oder einen Leuchtschirm markiert werden. Das stereoskopische Bild kann auch stereoskopisch ausgemessen werden.

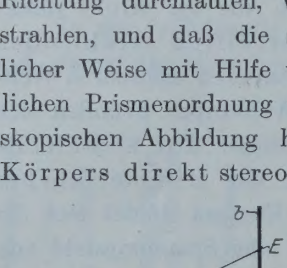


Fig. 1.

Im folgenden sei das Verfahren an der Hand zweier schematischer Darstellungen beispielsweise erläutert. Die Fig. 1 zeigt zunächst, wie ein paralleles schmales Röntgenstrahlenbündel $\mathfrak{S}$ auf das in K befindliche Objekt trifft und z. B. fünf am Objekt abgebeugte Strahlenbündel erzeugt, die die in der Entfernung KA aufgestellte photographische Platte b in den Punkten A, B, C, D, E treffen und eine Schwärzung hervorrufen. Von der auf diese bekannte Weise gewonnenen Röntgenplatte b wird ein Diapositiv c hergestellt. Bei dem Diapositiv sind also die Auftreffstellen der Röntgen-

strahlen hell, während die übrige Platte schwarz, bezüglich undurchsichtig ist. — Nimmt man ferner, wie Fig. 2 zeigt, ein höchst fein korrigiertes Linsensystem e und läßt man auf dieses ein paralleles gewöhnliches oder für photographische Zwecke ultraviolettes Lichtbündel l, welches zweckmäßig monochromatisch ist, fallen, so sammelt sich das Licht bekanntermaßen am Brennpunkt F des Linsensystems. Stellt man nun die Röntgendiapositivplatte c so auf, daß ihr Abstand $A_1 F$ vom Punkt F gleich ist dem Abstand AK der Fig. 1, so durchlaufen die Lichtstrahlen FA_1, FB_1, FC_1, FD_1, FE_1 denselben Weg und haben dieselbe Richtung wie vorher die abgebeugten Röntgenstrahlen, und die Diapositivplatte läßt auch nur diese Strahlen durch, während die anderen Strahlen zurückgehalten werden. — Ordnet man nun hinter der Diapositivplatte zwei Prismen oder prismatische Linsen oder Linsensysteme h und g zweckentsprechend an, so kann man die von der Diapositivplatte durchgelassenen Lichtstrahlen in gewöhnlicher Weise weiter verarbeiten und zur Bildbildung heranziehen, so daß der Beobachter, dessen Augen in O_1 und O_2 gedacht seien, ein stereoskopisches plastisches Bild der Feinstruktur des Objektes, die die Röntgenstrahlen abgelenkt hat, sieht. — An Stelle der rein schematisch angedeuteten Linsensysteme g und h kann natürlich auch in bekannter Weise eine Art binokularer Aufsatz unter Anwendung von Prismen treten, der gestattet, den Augenabstand und die Sehschärfe des Beobachters einzustellen. An Stelle der beiden Linsensysteme h und g kann unter Umständen auch ein einziges Linsensystem treten.

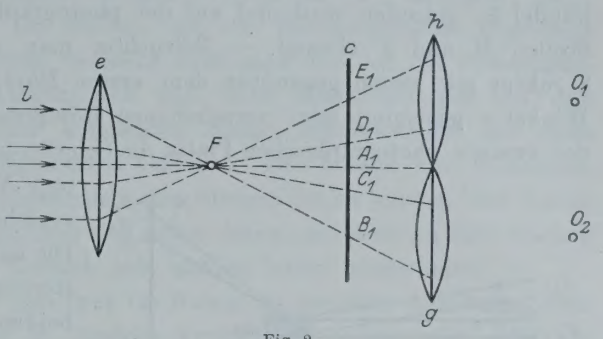


Fig. 2.

Die in den Fig. 1 und 2 dargestellten Vorgänge kann man evtl. auch gleichzeitig stattfinden lassen, dabei muß aber Vorsorge getroffen werden, daß die Röntgenstrahlen das Auge des Beobachters nicht treffen.

Mit einer derartigen Anordnung sieht also der Beobachter die Stellen des Objektes, die die Ablenkung der Röntgenstrahlen bewirkt haben, direkt in stereoskopischer räumlich-plastischer Anordnung vor sich, so daß er mit einem Blick die ganze räumliche Anordnung übersieht. — Da wir uns hier in der atomaren Größenordnung bewegen, so kann man ein derartiges Instrument als „Atom-Mikroskop“ bezeichnen.

Wir stehen hier natürlich erst am Anfang der Entwicklungsreihe des „Atom-Mikroskopes“, deren Verlauf noch nicht abzusehen ist. — Trotzdem möchte ich aber auf den fundamentalen Unterschied des gewöhnlichen Mikroskops für Hell- und Dunkelfeldbeleuchtung (auch Ultra-Mikroskop genannt) und des „Atom-Mikroskopes“ hinweisen: Mit dem gewöhnlichen Mikroskop oder Ultramikroskop können wir nur mehr oder weniger die äußere Form des Objektes sehen. Also betrachten wir z. B. ein feines Kochsalzwürfelchen, so sehen wir eben die äußere Würfelform, aber den inneren Aufbau sehen wir nicht. Hier, wo das gewöhnliche Mikroskop versagt, bezüglich seiner Natur nach versagen muß, setzt eben das „Atom-Mikroskop“ ein und zeigt uns die „innere“ Struktur in räumlich-plastischer Anordnung. Es besteht also heute die Möglichkeit, auch die innere Struktur irgendeines Objektes direkt stereoskopisch sichtbar zu machen. Die oben skizzierte Möglichkeit des Aufbaues eines „Atom-Mikroskopes“ ist natürlich nicht die einzige, sondern es sind zur plastischen

Sichtbarmachung der Feinstruktur noch andere Wege möglich. Besonders einfach, genau und zweckmäßig ist die folgende Anordnung: Denken wir uns z. B., wie die beifolgende Fig. 3 zeigt, eine feine Struktur m, die von einem schmalen parallelen Röntgenstrahlenbündel $\mathfrak{S}_1$ getroffen wird und auf der photographischen Platte p_1 z. B. zwei schwarze Stellen M und N erzeugt. — Beleuchtet man nun bei einem zweiten Versuch die Struktur mit einem gegenüber dem ersten Röntgenstrahlenbündel um einen kleinen Winkel α geneigten oder verschobenen Röntgenstrahlenbündel $\mathfrak{S}_2$, so erscheinen auf der zweiten photographischen Platte die Schwärzungen nicht mehr an derselben Stelle M und N, sondern um einen gewissen Betrag verschoben, an den Stellen M_1 und N_1. — Die auf diese Weise gewonnenen Platten sind stereoskopisch verschieden. — Setzt man die beiden photographischen Platten bezüglich ihrer Diapositive in ein Stereoskop ein, so sieht man die Stellen des Objekts, die die Röntgenstrahlen abgelenkt haben in räumlicher Anordnung stereoskopisch-plastisch vor sich. Verwendet man einen Stereokomparator oder Stereoautographen, so kann man die Platten ohne weiteres direkt ausmessen und räumliche Strukturschichtenpläne zeichnen.

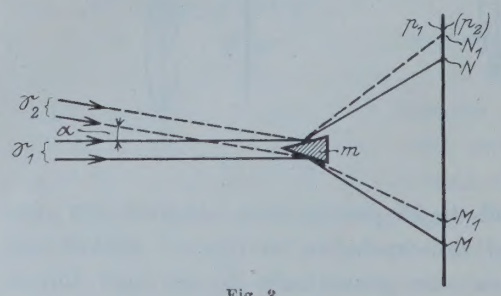


Fig. 3.

Verwendet man an Stelle der photographischen Platten zwei oder auch nur einen einzigen Leuchtschirm und sorgt man dafür, daß die beiden verschiedenen Röntgenbilder nacheinander abwechselnd auf den oder die Schirme fallen, den oder die der Beobachter mittels einer Art binokularen Aufsatzes betrachtet, und sorgt man ferner dafür, daß die Augen die zugeordneten Bilder abwechselnd sehen, so ergibt sich gleichfalls für den Beobachter ein plastisches Bild.

Die räumliche stereoskopische Sichtbarmachung feiner Strukturen, Atomgitter und dergleichen, kann man also auch dadurch erreichen, daß man das Objekt von zwei verschiedenen Seiten mit je einem z. B. parallelen kleinwelligen Strahlenbündel beleuchtet, und die entstehenden „Schatten“ oder „gespiegelten“ oder „abgebeugten“ Strahlen auf zwei Schirmen oder photographischen Platten auffängt, die man mittels eines Stereoskopes betrachtet. — Je nach der Wellenlänge der angewandten Strahlen richtet sich das Bild, welches man sieht. Hier kommen vor allen Dingen Röntgenstrahlen und noch kurzwelligere Strahlen zur Beleuchtung in Frage.

Bei dem gewöhnlichen binokularen Stereomikroskop werden mit zwei oder auch nur einem einzigen Objektivlinsensystem zwei verschiedene, getrennte Bilder des Objektes erzeugt, von denen jedes Auge eins betrachtet, wodurch die Plastik erzielt wird.

Im Gegensatz dazu wird bei dem vorliegenden Verfahren das Objekt also nicht primär mit einem Linsensystem abgebildet, sondern es werden von dem Objekt auf einem Schirm „Schatten“ erzeugt, oder am Objekt Strahlen „abgebeugt“ oder „weggespiegelt“, und durch die beidäugige Betrachtung der entsprechenden „Schatten“, bezüglich „weggespiegelten“ Strahlen wird die Struktur des Objektes, die die Strahlen abgelenkt hat, räumlich sichtbar gemacht. — Es liegt hier also eine ganz andere Betrachtungsmethode vor.

Jedermann sind die Laue-Diagramme von Kristallen bekannt, bei denen die Durchstichstellen der Röntgenstrahlen auf der photographischen Platte als kleine Kreise

bezüglich Ellipsen festgehalten werden. — Bei dem obigen Beobachtungsverfahren nach Fig. 3 sieht man nun die Stellen, die die Röntgenstrahlen abgelenkt haben in Form von abgeplatteten Kugeln bezüglich Rotationsellipsoiden in räumlicher, meist symmetrischer Anordnung vor sich. Die Stellen, die die Röntgenstrahlen abgelenkt haben, liegen also nicht in einer Ebene, vielmehr sieht man deutlich die Tiefenunterschiede in der Anordnung. Der Eindruck, den nun diese Rotationskörper auf den Beobachter machen, ist nicht der einer kompakten Masse, sondern mehr der eines rauchartigen, nebelartigen, zusammengesetzten Gebildes. Die Achsen der Rotationskörper liegen im Raum verschieden angeordnet. Im übrigen ist es schwer, den stereoskopischen Effekt zu beschreiben; man muß das selber sehen, um sich ein Bild machen zu können. Der in Fig. 3 skizzierte Versueh läßt sich ja leicht wiederholen.

Die „Rotationskörper" sind also frei im Raum in gewissen Abständen voneinander angeordnet und stehen nicht in direkter Verbindung miteinander. Die Abstände der einzelnen „Rotationskörper" voneinander sind mehrmals, oft 5- bis 50mal größer als der Durchmesser der Körperchen ist. Man gewinnt also den Eindruck, daß die kleinen Körper durch relativ große „scheinbar leere" Zwischenräume getrennt sind. Die Körperchen hängen also nicht etwa siebartig zusammen, sondern sind einzeln frei in gewissen Abständen voneinander angeordnet. — Man muß sich hier nun sofort fragen, was hält die Körperchen in ihrer freien räumlichen Lage, in ihren Abständen fest? — Und hier setzt nun eben die Anschauung von H. Herbst ein, daß zwischen den Rotationskörperchen sich noch die sehr feine strahlende Materie befindet, die in ihrer Struktur so fein ist, daß ihr Aufbau mit Hilfe der relativ groben Röntgenstrahlen noch nicht aufgelöst und sichtbar gemacht werden kann. — Die strahlende Materie muß als millionenmal feiner sein als die gewöhnliche Materie. Der von außen kommende Bewegungsdruck der strahlenden Materie hält also die Rotationskörper in ihrer Lage. Die Dichte der strahlenden Materie ist rund zehn milliardenmal kleiner als die des Wasserstoffes. Die Struktur ist also viel feiner als die unserer Gase. — Es ist natürlich möglich, daß außer der strahlenden Materie auch noch andere feine Körperchen vorhanden sind, die unter der Auflösungsgrenze der Röntgenstrahlen liegen.

Wenn wir unter dem gewöhnlichen Mikroskop einen Metallkörper oder Kristall betrachten, so ist keine Spur von Poren oder dergleichen in dem Körper zu sehen, sondern alles erscheint uns schön glatt und kompakt. — Da die Auflösungsgrenze des gewöhnlichen Mikroskopes etwa 0,0001 mm beträgt, so müssen die Abstände unserer beobachteten Rotationskörperchen sicher erheblich viel kleiner sein als 0,0001 mm. — Ein Metallblech, welches unserem Auge als zusammenhängende glatte kompakte Masse **erscheint**, ist also in Wirklichkeit nicht kompakt, sondern besteht u. a. aus kleinen „Rotationskörperchen", die in relativ großen Abständen frei voneinander angeordnet sind. — Es sind also, wie der stereoskopische Anblick zeigt, tatsächlich gitterartige Anordnungen vorhanden. Die Abstände der Rotationskörper sind aber z. B. bei Metallen noch so klein, daß dieselben in größerer Schichtdicke undurchsichtig sind und normalerweise die großen Gasmoleküle nicht passieren lassen. Erhitzen wir dagegen die Metalle, so ist es möglich, daß der kleinmolekulare Wasserstoff durch die Metallwand hindurchgeht, während größere Moleküle zurückgehalten werden. Diese bekannte Erscheinung der Diffusion von Wasserstoff durch glühende Metallwände ist also eine Art Ultrafiltration[1]). — Bei der gitterartigen Struktur der

[1]) Vgl. H. Herbst, *Biochem. Zeitschr.* ***115.*** *210 ff., 1921* und *Kolloidchemische Beihefte* ***21.*** *1—2. S. 26. 1925.*

Stoffe müssen äußerst dünne Metallfolien durchsichtig wie Glas werden; und in der Tat hat man derartig durchsichtige Folien herstellen können.

Im Brennpunkt des Interesses stehen also jetzt folgende Fragen:

1. Aus was bestehen die die Röntgenstrahlen ablenkenden „Rotationskörper"? Wie ist ihr innerer Aufbau und ihre Wirkung? Sind ihre Abstände voneinander konstant oder veränderlich, z. B. beim Erhitzen? Vielleicht kann man durch Röntgen-Blitzaufnahmen feststellen, ob Bewegungsvorgänge stattfinden.

2. Welches sind die genauen Eigenschaften des zwischen den „Rotationskörpern" befindlichen schnell bewegten Mediums der strahlenden Materie? Sind außerdem noch andere feine Körperchen vorhanden?

3. Welche Wechselbeziehungen bestehen zwischen den „Rotationskörpern" und der strahlenden Materie? Denn es ist doch klar, daß die Rotationskörper, die sich in dem Felde der schnellbewegten strahlenden Materie befinden, eine gewisse potentielle Energie gegenüber dem Felde der strahlenden Materie haben müssen.

4. Wie fügen sich unsere bisherigen Vorstellungen über die Moleküle, Atome, Elektronen usw. in obige Beobachtung ein? Kann man die „Rotationskörperchen" etwa als die Atome oder die Wirkungssphäre der Atome ansprechen oder nicht?

5. Ferner ist zu untersuchen, ob das stereoskopische Bild, welches man sieht, unter allen Umständen objektähnlich ist oder nicht? Dabei ist zu sagen, daß die räumlichen Tiefenunterschiede in der Anordnung der Körperchen sicher objektähnlich sind. Fraglich ist nur, ob die Körperchen selber objektähnlich sind? — Auch für den Fall, daß das stereoskopische Bild nicht ganz objektähnlich wäre, hat man bei obigem Verfahren die Möglichkeit, zu untersuchen, wie ändert sich das stereoskopische Bild und damit die räumliche Struktur, wenn man in einer chemischen Verbindung ein Atom durch ein anderes ersetzt, z. B.:
NaCl, NaBr, NaJ, NaF, ferner KCl, KBr, KJ, KF oder $CaCl_2$, $CaBr_2$, CaJ_2, CaF_2 usw. Dabei läßt sich auch feststellen: wie ändert sich der Energieinhalt einer Verbindung? Entspricht die Energieänderung bei chemischen Umsetzungen der räumlichen Lagenänderung? — Die Abstände der Rotationskörper können wir direkt stereoskopisch exakt ausmessen, ohne irgendwelche unter fraglichen Annahmen ausgeführte Berechnungen nötig zu haben.

Die Bilder, die man in einem „Atom-Mikroskop" sieht, scheinen anzudeuten, daß die Stellen, die die Röntgenstrahlen abbeugen, wieder sehr kompliziert zusammengesetzt sind. Will man die Stellen, die die Röntgenstrahlen ablenken, selber noch bis in die inneren Einzelheiten sichbar machen, so sind wieder ganz andere Anordnungen erforderlich, und zwar kann man zunächst daran denken, noch kleinere Wellenlängen als die der Röntgenstrahlen zur Beleuchtung anzuwenden. Andererseits können nicht mehr unsere gewöhnlichen optischen Hilfsmitttel verwandt werden, sondern die schnellen Elektronenbewegungen eines Atoms können nur dadurch sichtbar gemacht werden, daß man durch die Elektronenbewegung des Atomes andere bekannte Elektronenbewegungen steuert und so auf indirektem Wege die Bewegungen sichtbar macht.

Über die mit Hilfe der Autokollimation sichtbaren mehrfach reflektierten Bilder in Winkelprismen und ihre Anwendung zur Messung der Prismenfehler.

Von

W. Uhink in Göttingen.

(Mitteilung aus den Sartorius-Werken, A.-G. in Göttingen.)

Tritt in ein von Ebenen begrenztes Glasprisma paralleles Licht ein, so wird es an der Eintrittsfläche gebrochen, im Innern einmal oder mehrfach reflektiert und tritt unter nochmaliger Brechung schließlich wieder aus. Von den vielen auf diese Weise möglichen Bildern, die sehr eingehend von Reusch, *Ann. d. Phys. u. Chem.* **93.** *1854* behandelt worden sind, wollen wir uns bei unserer Untersuchung auf ganz wenige beschränken. Wir setzen fest, daß die Lichtstrahlen das Prisma auch wieder durch die Eintrittsfläche verlassen sollen und zwar sollen sie den eintretenden Strahlen bei fehlerfreiem Prisma parallel und entgegengesetzt gerichtet sein, so daß man sie also mit Autokollimation sichtbar machen kann. Weiter wollen wir nur diejenigen Strahlen betrachten, die höchstens eine, nicht totale Reflexion erleiden, während alle anderen Spiegelungen entweder totale oder wenigstens Silberreflexionen sein sollen. Wir scheiden damit alle zu lichtschwachen Bilder aus. Ferner sehen wir von den Bildern ab, die infolge der Dispersion bunt erscheinen und deshalb bei natürlichem Licht zu Messungen nicht geeignet sind. Es sollen das rechtwinkige Prisma mit und ohne versilberter Hypotenusenfläche, das Pentagonprisma mit zwei unter 45^0 gegeneinander geneigten versilberten Flächen und endlich noch das gleichseitige Prisma mit drei polierten Flächen behandelt werden. Die beiden ersten Prismen finden für Vermessungszwecke, gebrochene Fernrohre, Entfernungsmesser und in vielen anderen Fällen Verwendung; das gleichseitige Prisma wird z. B. beim Prismenastrolab gebraucht.

I. α) Das rechtwinklige Prisma ohne Versilberung (Fig. 1 A u. B).

Wir stellen das rechtwinklige Prisma so vor ein horizontal liegendes Fernrohr mit Gaußschem Autokollimationsokular, daß eine Kathetenfläche senkrecht zu den das Objektiv verlassenden parallelen Strahlen steht und bezeichnen diese Stellung mit A_1. Dann werden die Strahlen an dieser Kathetenfläche reflektiert und liefern in der Brennebene des Fernrohrs ein Bild des Fadenkreuzes. Ca. 96 % des Lichtes dringt aber auch in das Prisma ein,

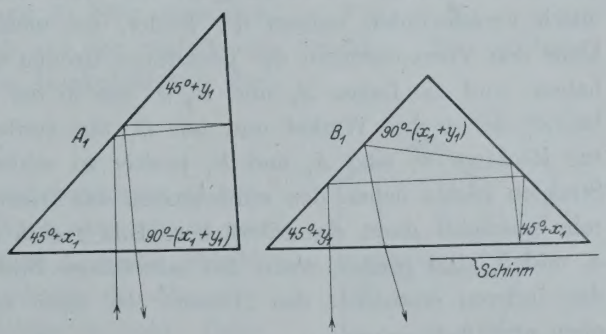


Fig. 1 A und B.

wird an der Hypotenusenfläche total reflektiert, trifft bei richtigen Prismenwinkeln die zweite Kathetenfläche senkrecht und läuft von hier aus denselben Weg zurück. Dieser zweite Strahlengang liefert ebenfalls ein Bild in der Brennebene, das bei fehlerfreiem Prisma mit dem ersten Bild zusammenfällt. Haben aber die beiden spitzen Winkel statt 45^0 die Größen $45^0 + x_1$ und $45^0 + y_1$, wobei die Fehler x_1 und y_1 klein sein

sollen, so findet man leicht, daß der Winkelabstand der beiden Bilder, den wir der Prismenlage entsprechend mit A_1 bezeichnen wollen, gegeben ist durch:

$$A_1 = 2n(x_1 - y_1),$$

wenn n der Brechungsindex des Glases ist.

Ist das Prisma außer mit den Winkelfehlern x_1 und y_1 auch noch mit einem kleinen Pyramidalfehler z_1 behaftet, wobei wir unter diesem Fehler den Winkel verstehen, den die Kante des rechten Winkels mit der Hypotenusenfläche bildet, so werden die beiden Bilder nicht nur den horizontalen Abstand A_1 haben, sondern auch in vertikaler Richtung auseinander liegen. Bezeichnet man diesen Abstand mit a_1, so ist:

$$a_1 = 2nz_1\sqrt{2}.$$

Es ist also möglich, den Pyramidalfehler in der Stellung A_1 zu messen, während wir nur den Unterschied der spitzen Winkel bestimmen können, der ein Maß für die Unsymmetrie des Prismas bildet. Um nun auch die Winkelfehler x_1 und y_1 einzeln zu bekommen, stellen wir in der Lage B_1 die Hypotenusenfläche senkrecht in den Strahlengang und verdecken ihre eine Hälfte durch einen Schirm aus schwarzem Papier. Die Figur 1B zeigt dann wieder die Entstehung zweier Bilder. Ihre horizontalen und vertikalen Abstände sind in dieser Lage:

$$B_1 = 4n(x_1 + y_1) \quad \text{und} \quad b_1 = 4nz_1.$$

Auch hier ist also der Pyramidalfehler sofort bestimmbar; $x_1 + y_1$ ist der Fehler des rechten Winkels. Die Vereinigung der beiden Lagen liefert also einzeln:

$$x_1 = \frac{2A_1 + B_1}{8n}; \qquad y_1 = \frac{-2A_1 + B_1}{8n}; \qquad z_1 = \frac{a_1\sqrt{2} + b_1}{8n}.$$

Es sind jetzt noch Festsetzungen über den Vorzeichensinn von A_1, B_1, a_1 und b_1 zu treffen. Hierzu muß man entscheiden können, welches Bild von der ersten Fläche stammt und welches Bild die mehrfachen Reflexionen erlitten hat. Obwohl dieses zweite Bild lichtschwächer ist als das erste, genügt der bloße Anblick noch nicht zu ihrer Unterscheidung, weil der Helligkeitsunterschied zu gering ist. Man kann aber die Bilder leicht dadurch auseinanderhalten, daß man in Stellung A_1 die zweite Kathetenfläche und in Stellung B_1 die verdeckte Hypotenusenhälfte anhaucht. Dadurch verschwinden nahezu die Bilder, die mehrfache Spiegelungen erlitten haben. Über den Vorzeichensinn der genannten Größen wird man dann z. B. so zu entscheiden haben: sind die Lagen A_1 und B_1 so wie in der Figur 1 gewählt, d. h. befindet sich bei A_1 der rechte Winkel und bei B_1 die verdeckte Hälfte der Hypotenusenfläche zur Rechten, so sind A_1 und B_1 positiv zu zählen, wenn die mehrfach reflektierten Strahlen rechts neben den eintretenden das Prisma verlassen. Im umkehrenden Fernrohr erscheint dann das schwächere Bild rechts neben dem kaum merklich helleren. a_1 und b_1 sind positiv, wenn das schwächere Bild im umkehrenden Fernrohr oberhalb des anderen erscheint; das „Prisma" ist dann ein Pyramidenstumpf, der sich nach oben erweitert.

I. β) Das rechtwinkige Prisma mit versilberter Hypotenusenfläche.

In diesem Falle können wir die Lage B_1 nicht anwenden, dagegen sind hier drei andere Stellungen möglich, die bei unversilberter Hypotenusenfläche nicht in Betracht kommen, weil dann zwei Reflexionen stattfinden würden, die keine totalen sind. Diese Lagen sind in den Figuren 2 mit C_1, D_1 und E_1 bezeichnet. Das ein-

und austretende Strahlenbüschel soll die erste Fläche jedesmal unter 45^0 treffen. Auch in diesen Fällen sieht man im Fernrohr bei nicht genau richtigen Prismenwinkeln je zwei Bilder, deren Entstehung nur in der Fig. $2\,C_1$ angedeutet ist. (Die Figuren gelten aber für fehlerfreie Prismen.) Im Gegensatz zu den unter I α) betrachteten Bildern haben die jetzt zu behandelnden folgende Eigenschaften: 1. Sie sind (nahezu) fest, d. h. bei Drehung des Prismas um eine den Kanten parallele Achse bleiben sie fast unbeweglich und symmetrisch zur Mitte des Gesichtsfeldes. Sie teilen diese Eigenschaft mit dem festen Bild im Bauernfeindschen Prisma, das ja durch einen Teil des gezeichneten Strahlengangs erzeugt wird. 2. Sie sind nur in horizontaler Richtung voneinander getrennt, d. h. ihre Lage ist unabhängig von einem etwa vorhandenen Pyramidalfehler. 3. Der Vorzeichensinn ihres Winkelabstandes ist unbestimmt, weil man den in Figur $2\,C_1$ punktiert gezeichneten Strahlengang von dem anderen nicht unterscheiden kann. Bezeichnet man wieder die Winkelabstände der Bilder entsprechend den Prismenstellungen mit C_1, D_1 und E_1, so findet man bei einem Einfallswinkel von 45^0:

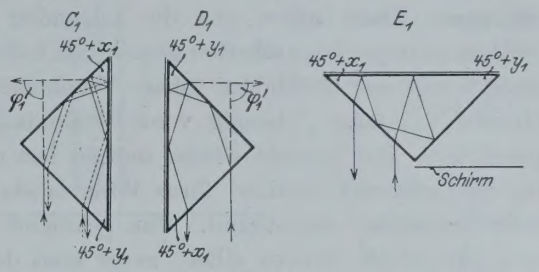


Fig. 2.

$$C_1 = \pm 8x_1\sqrt{2n^2-1}; \quad D_1 = \pm 8y_1\sqrt{2n^2-1}; \quad E_1 = \pm 4(x_1+y_1)\sqrt{2n^2-1}.$$

Man beachte, daß die Größen C_1 und D_1 nur von den Fehlern der abgewandten spitzen Winkel, und die Größe E_1 nur von dem Fehler des rechten Winkels abhängen. Die Unbestimmtheit der Vorzeichen kann man durch die Verbindung mit A_1 beseitigen, so daß also x_1 und y_1 auch hier einzeln gefunden werden können. Nur in dem Fall $A_1 = 0$, d. h. $x_1 = y_1$ trifft das nicht mehr zu. z_1 muß aus a_1 allein bestimmt werden.

II. Das Pentagonprisma.

Wir bezeichnen den Fehler des rechten Winkels mit x_2 und den des spitzen Winkels mit y_2; die beiden stumpfen Winkel mögen u und v heißen (s. Fig. 3). Die erste Stellung A_2, bei der wir wieder Bilder mit Hilfe der Autokollimation sichtbar machen können, entspricht der Stellung A_1 beim rechtwinkligen Prisma: die eine der beiden freien Flächen steht senkrecht auf den einfallenden Strahlen. Eine einfache Rechnung ergibt für den horizontalen Winkelabstand der beiden Bilder:

$$A_2 = 2n(x_2 - y_2).$$

Die Figur 3 ist mit positivem x_2 und negativem y_2 entworfen, so daß A_2 positiv ausfällt. Wenn also, wie in der Figur, der spitze Winkel rechts liegt, so ist A_2 positiv, sobald das mehrfach reflektierte Bild im umkehrenden Fernrohr ebenfalls rechts neben dem direkt reflektierten liegt. Beim Pentagonprisma ist meist auf den ersten Blick zu entscheiden, welches das direkte Bild ist, weil es merklich heller ist als das andere, denn die vier Silberreflexionen sind eben keine totalen. Aber durch Anhauchen der linken Fläche läßt sich die Entscheidung ganz zweifelsfrei treffen. — Bemerkenswert ist noch, daß A_2 von u und v unabhängig ist. — Die Bilder in der Stellung A_2 haben aber auch einen vertikalen Abstand

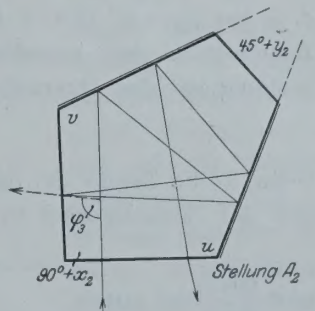


Fig. 3.

voneinander, der wie unter I einem Pyramidalfehler seinen Ursprung verdankt. Nur ist im Falle des Pentagonprismas dieser Fehler nicht einfach definiert; wir wollen ihn nicht weiter berücksichtigen.

Die Stellung A_2 ist allein noch nicht hinreichend, um x_2 und y_2 einzeln zu bestimmen. Dazu sollen uns die folgenden Bilder dienen, die alle mehrere Eigenschaften gemeinsam haben: sie sind Doppelbilder ohne Vertikalabstand, also unabhängig vom Pyramidalfehler. Ferner sind sie wieder nahezu fest und der Vorzeichensinn ihres Winkelabstandes bleibt unbestimmt. Man bekommt sie der Reihe nach zu sehen, wenn man das Prisma um eine zu den Kanten parallele Achse im Uhrzeigersinn dreht. Um den Strahlenverlauf klarer hervortreten zu lassen, und um die übrigen mitzuteilenden Eigenschaften besser übersehen zu können, sind die folgenden Figuren so entworfen, daß jedesmal an die reflektierende Fläche ein gleiches Prisma angelegt oder besser angekittet gedacht ist; das Licht würde dann geradlinig verlaufen.

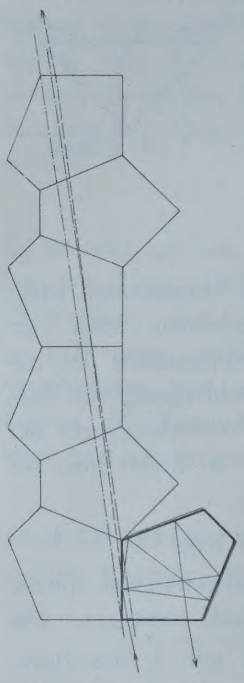


Fig. 4. Stellung B_2.

Wir betrachten zunächst die Bilder B_2 (s. Fig. 4). Die Rechnung gibt für sie den Winkelabstand:

$$B_2 = \pm 8 n y_2 \frac{\cos\beta}{\cos\alpha},$$

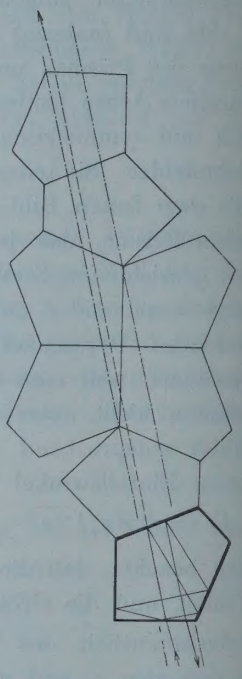


Fig. 5. Stellung C_2.

wenn α und β Einfalls- und Brechungswinkel bedeuten. Der $\left\{\begin{matrix}\text{kleinste}\\ \text{größte}\end{matrix}\right\}$ mögliche Brechungswinkel β findet sich aus $\operatorname{tg}\beta = \left\{\begin{matrix}0\\ \dfrac{1}{3+2\sqrt{2}}\end{matrix}\right\}$ zu $\beta = \left\{\begin{matrix}0^0\\ 9^0\,44{,}1'\end{matrix}\right\}$. Das hellste Bild (größte Gesichtsfeld innerhalb des Prismas) wird erhalten bei $\operatorname{tg}\beta_0 = \dfrac{1}{4+2\sqrt{2}}$, d. h. bei $\beta_0 = 8^0\,19{,}9'$. Dieses Gesichtsfeld ist in der Figur durch strichpunktierte Begrenzungslinien angedeutet. Das eintretende Lichtbündel für diese günstigste Stellung hat den Querschnitt:

$$q_B = a \cdot \sin\beta_0 = 0{,}1449 \cdot a,$$

wenn a die Breite der gesamten Eintrittsfläche ist. Mit β_0 und $n_D = 1{,}5163$ ergibt sich der Einfallswinkel zu

$$\alpha_0 = 12^0\,41{,}5'$$

und $\dfrac{\cos\beta_0}{\cos\alpha_0} = 1{,}0142$.

Der Wert q_B ist ein Maß für die Helligkeit der Bilder verglichen mit den unter A_2 betrachteten (für die ja $q = a$ ist), wenn man von Reflexions- und Absorptionsverlusten absieht.

Dreht man nun das Prisma weiter, so werden die übrigen Bilder sichtbar. Wir

wollen sie nicht im einzelnen besprechen, sondern wir stellen ihre Eigenschaften im Zusammenhang mit den Bildern B_2 in Tabellenform auf und verweisen im übrigen auf die Figuren 4 bis 7.

Tabelle.

Bezeichnung der Bilder	Winkelabstand der Bilder	$\operatorname{tg}\beta$ Min.	$\operatorname{tg}\beta$ Max.	β Min.	β Max.	$\operatorname{tg}\beta_0$	β_0	α_0 bei $n=1{,}5163$	q	$\frac{\cos\beta_0}{\cos\alpha_0}$	Ein- und Austrittsfläche bei β_0 liegen:
B_2	$\pm 8 n y_2 \frac{\cos\beta_B}{\cos\alpha_B}$	0	$\frac{1}{3+2\sqrt{2}}$	0°	9° 44,1′	$\frac{1}{4+2\sqrt{2}}$	8° 19,9′	12° 41,5′	0,1449·a	1,0142	getrennt und grenzen an je eine Prismenkante.
C_2	$\pm 4 n x_2 \frac{\cos\beta_C}{\cos\alpha_C}$	0	$\frac{2}{4+2\sqrt{2}}$	0°	16° 19,5′	$\frac{1}{3+\sqrt{2}}$	12° 45,9′	19° 34,5′	0,4419·a	1,0351	übereinander u. werden durch die Kante des stumpf. Winkels begrenzt.
D_2	$\pm 4 n x_2 \frac{\cos\beta_D}{\cos\alpha_D}$	$\frac{2+\sqrt{2}}{4+3\sqrt{2}}$	$\frac{2+\sqrt{2}}{2+3\sqrt{2}}$	22° 30,0′	28° 40,5′	$\frac{2+\sqrt{2}}{3+3\sqrt{2}}$	25° 14,4′	40° 17,0′	0,4264·a	1,1858	übereinander u. werden durch die Kante des rechten Winkels begrenzt.
E_2	$\pm 4 n \{2 y_2 + (u-v)\} \frac{\cos\beta_E}{\cos\alpha_E}$	$\frac{1+\sqrt{2}}{2+2\sqrt{2}} = \frac{1}{2}$	$\frac{2+\sqrt{2}}{2+2\sqrt{2}}$	26° 33,9′	35° 15,9′	$\frac{1+\sqrt{2}}{1+2\sqrt{2}}$	32° 14,1′	54° 58,9′	0,3146·a	1,4740	aneinander anschließend; die Grenze ist die Kante des stumpf. Winkels.
E_2'	$\pm 4 n \{2 y_2 - (u-v)\} \frac{\cos\beta_E}{\cos\alpha_E}$	„	„	„	„	„	„	„	„	„	„

Zu dieser Tabelle sind noch einige Bemerkungen zu machen. Zwischen den Bildern C_2 und D_2 bemerkt man bei Ausführung des Versuchs zwei weitere außerordentlich helle Bilder, die aber bunt erscheinen und deshalb nach unserer eingangs gemachten Festsetzung ausscheiden. — Jedes der Bilderpaare B_2, C_2 und D_2 hängt außer vom Einfallswinkel nur von einem Prismenfehler ab. Anders ist es mit den Bildern E_2 und E_2', die außer von y_2 noch von $(u-v)$, der Unsymmetrie des Prismas, beeinflußt werden. E_2 gilt für die in Figur 7 gezeichnete Lage, während E_2' zustande kommt, wenn man das Prisma um $270^0 - 2\alpha_0 = 160^0\,2{,}2'$ im Sinne des Uhrzeigers dreht und die andere freie Fläche als Eintrittsfläche benutzt. Handelt es sich nur um die Bestimmung von x_2 und y_2, so kann man doch die Bilder E mit heranziehen, indem die Summe der Winkelabstände den von $(u-v)$ freien Wert hat:

$$E_2^* = \pm 16 n y_2 \frac{\cos\beta_{0E}}{\cos\alpha_{0E}}.$$

Ganz allgemein ist zu diesen Bildern beim Pentagonprisma zu sagen, daß die günstigste Lage auch ohne eine Kreisteilung genügend genau aufgefunden werden kann, weil der Helligkeitsabfall nach beiden Seiten vom Maximum sehr rasch erfolgt. Um das zu erkennen, sind in Fig. 8 die Werte q, die ja ein Maß für die Helligkeit abgeben, als Funktionen von β dargestellt. Die auf- und absteigenden Äste sind von geraden

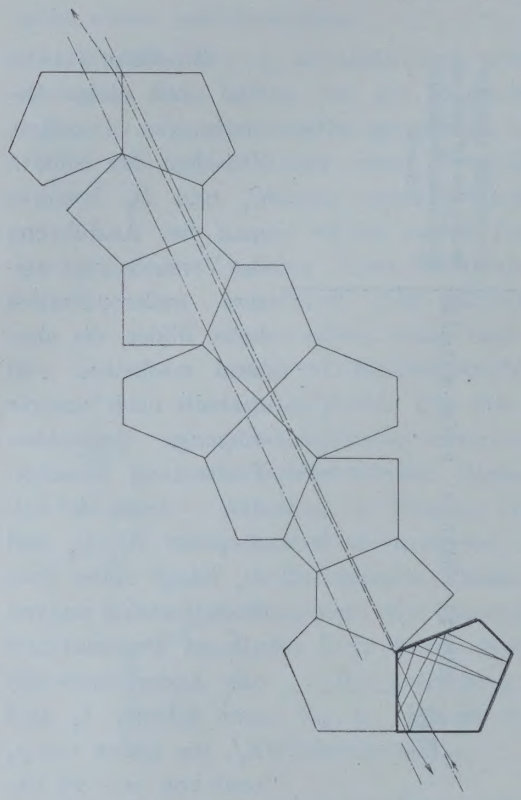


Fig. 6. Stellung *D*.

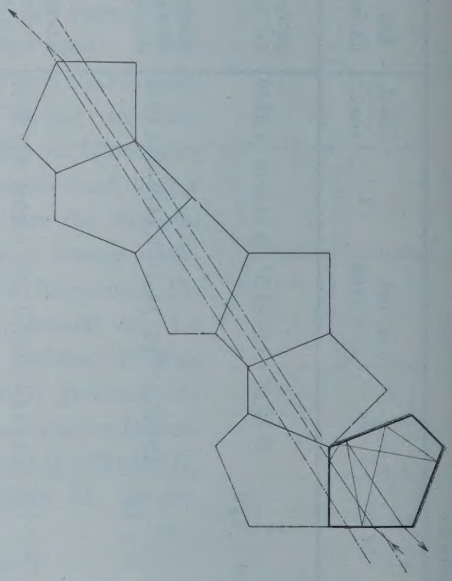


Fig. 7. Stellung *E*.

Linien kaum zu unterscheiden. Aus der Figur ist auch ersichtlich, daß es aus zwei Gründen schwierig ist, die Bilder B_2 sichtbar zu machen: einmal ist ihre relative Lichtstärke gering, zweitens aber werden sie in ihrem ganzen Sichtbarkeitsbereich von den Bildern C_2 überdeckt. Man kann aber die Bilder C_2 ausschalten, weil bei dem Brechungswinkel β_{0B}, der für B_2 der günstigsten Stellung entspricht, die Ein- und Austrittsstellen für die C_2 erzeugenden Strahlen nicht an die Kante des stumpfen Winkels anstoßen, sondern mehr in der Mitte der Prismenfläche liegen. Wenn man also den mittleren Teil dieser Fläche verdeckt, dann treten die Bilder B_2 deutlich hervor. Die teilweise Überlagerung von D_2 und E_2 ist für die Sichtbarkeit ohne Bedeutung. — Nimmt man an, daß $10\,\%$ Helligkeitsdifferenz noch bequem wahrnehmbar ist, so sieht man aus den in der Fig. 8 eingetragenen punktierten horizontalen Linien, daß die Unsicherheit in β beträgt bei

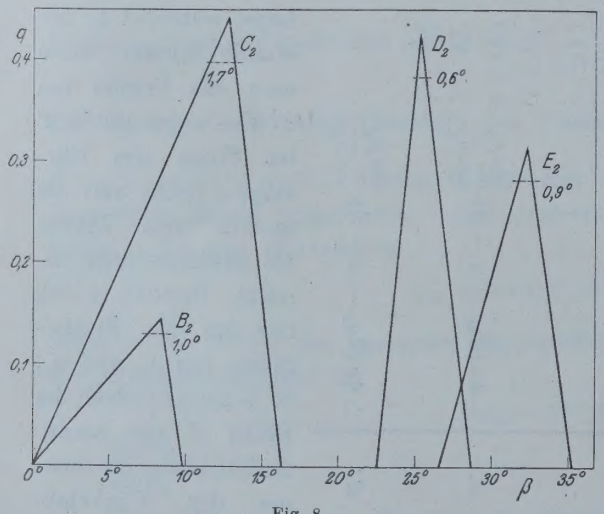


Fig. 8.

$$\begin{aligned} B_2 &\quad \text{etwa} \quad 1{,}0^0, \\ C_2 &\quad \text{„} \quad 1{,}7^0, \\ D_2 &\quad \text{„} \quad 0{,}6^0, \\ E_2 &\quad \text{„} \quad 0{,}9^0. \end{aligned}$$

Die Unsicherheit der Faktoren $\frac{\cos\beta}{\cos\alpha}$ bleibt also auch nur gering. Man braucht demnach nur für jede Lage auf hellstes Bild einzustellen und kann die in der Tabelle gegebenen Faktoren zur weiteren Rechnung benutzen. Diese gestaltet sich für x_2 und y_2 ähnlich wie unter I. Man bestimmt mit Hilfe von A_2 die Vorzeichen der Größen B_2 bis E_2 und kann somit x_2 und y_2 einzeln finden. Auch hier bleiben jedoch die Vorzeichen unbestimmt, wenn $A_2 = 0$ ist. Die Winkel u und v interessieren im allgemeinen nicht, sie lassen sich aber aus E_2 und E_2' finden, deren Differenz ergibt:

$$E_2 - E_2' = \pm 8n(u - v)\frac{\cos\beta_E}{\cos\alpha_E}.$$

Das richtige Vorzeichen wird wieder von A_2 geliefert. Ferner besteht noch die Gleichung

$$u + v = 225^0 - (x_2 + y_2),$$

womit u und v einzeln bestimmt sind.

III. Einfluß der Winkelfehler auf das Abstecken rechter Winkel.

Die Theorie der Winkelprismen ist bei Jordan, Handbuch der Vermessungskunde, II. Bd. (1914) gegeben. Wir übernehmen die Ergebnisse und schreiben in unserer Bezeichnungsweise (s. Fig. 2 u. 3):

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= 90^0 + \{(x_1 + y_1) - \sqrt{2n^2 - 1}(3x_1 + y_1)\}; \\ \varphi_1' &= 90^0 + \{(x_1 + y_1) - \sqrt{2n^2 - 1}(x_1 + 3y_1)\}; \\ \varphi_2 &= 90^0 + \{x_2(n - 1) - 2ny_2\}. \end{aligned}$$

Wir sehen aus diesen Ausdrücken, daß beim rechtwinkligen Bauernfeindschen Prisma zwei verschiedene Absteckungsfehler vorkommen, während es beim Pentagonprisma gleichgültig ist, in welcher Stellung man es benutzt. Diese Tatsache spricht sich für den Verfertiger darin aus, daß er bestrebt sein muß, das rechtwinklige Prisma möglichst richtig in allen Winkeln herzustellen. Beim Pentagonprisma ist das nicht nötig sondern man kann den einen Fehler so einrichten, daß er den anderen aufhebt, daß also $\varphi_2 = 90^0$ wird. $\varphi_1 = \varphi_1' = 90^0$ verlangt aber $x_1 = y_1 = 0$. Die Untersuchung einer großen Anzahl von Prismen nach der angegebenen Methode hat dann auch ergeben, daß die Pentagonprismen häufig ganz erhebliche Fehler x_2 und y_2 aufweisen, jedoch war fast immer $|\varphi_2 - 90^0| < 1'$. Die Fehler der rechtwinkligen Prismen waren durchweg sehr klein und die abzusteckenden Winkel wurden ebenfalls nur selten um mehr als eine Bogenminute falsch.

IV. Das gleichseitige Prisma (s. Fig. 9).

Hier liegen die Verhältnisse besonders einfach; man kann schon mit einer einzigen Stellung alle Fehler des Prisma finden. Sind diese wie in Fig. 9 bezeichnet, so ist der horizontale Abstand der Bilder des linken Strahlengangs

$$A_3 = 2n(2x_3 + y_3),$$

und rechts hat man für den Bildabstand

$$B_3 = 2n(x_3 + 2y_3).$$

Durch abwechselndes Verdecken der einen oder anderen Hälfte der Eintrittsfläche unterscheidet man die Bilder voneinander und kann damit die Vorzeichen richtig bestimmen. Es ist nur noch zu merken, daß $\left\{\begin{matrix} A_3 \\ B_3 \end{matrix}\right\}$ positiv sind, wenn die mehrfach reflektierten Bilder $\left\{\begin{matrix} \text{rechts} \\ \text{links} \end{matrix}\right\}$ neben dem direkt reflektierten liegen. Der Pyramidalfehler z_3 ist durch den vertikalen Abstand

$$a_3 = 2 n z_3$$

gegeben. Das Vorzeichen von a_3 kann wie bei a_1 gefunden werden. Auf diese Untersuchungsmethode hat neuerdings wieder T. Y. Baker im *Journ. scient. Instr.* **1**. S. 70 u. 71. 1923 aufmerksam gemacht.

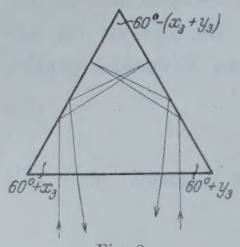


Fig. 9.

Zum Schluß ist noch ganz allgemein zu bemerken, daß natürlich die Beschaffenheit der Bilder durch die häufigen Reflexionen leidet, da ja auch die Ebenheit der Flächen nicht vollkommen ist. Es ist deshalb zweckmäßig, recht kräftige Meßmarken an Stelle des Fadenkreuzes anzuwenden. Der Vorteil der Methode liegt darin, daß die Fehler mit vergrößernden Faktoren multipliziert auftreten, wodurch an Genauigkeit gewonnen wird. Außerdem kann man die Messungen mit ganz einfachen Mitteln durchführen. Für den Gebraucher von Winkelprismen wird es häufig auch nur darauf ankommen, sich ohne genauere Messungen von der Richtigkeit seines Prismas zu überzeugen, wozu die Autokollimationsmethode sehr geeignet erscheint.

Göttingen, Ende März 1926.

Über den photometrischen Anschluß der Wolfram-Vakuumlampe an die Kohlefadenlampe.

Von
W. Dziobek in Charlottenburg.
(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

1. Bekanntlich existieren zwei Einheiten der Lichtstärke, die Hefnerkerze (Abkürzung HK) in Deutschland und die Internationale Kerze (Abkürzung I. C. P., Anfangsbuchstaben von *International Candle Power*) in England, Frankreich und Amerika.

Die Hefnerkerze beruht auf der Hefnerlampe[1]); die Genauigkeit der Messungen mit dieser Lampe beträgt $\pm 1\,^0/_0$[2]).

Die im Jahre 1909 geschaffene Internationale Kerze wird gemäß einem Übereinkommen zwischen dem *Bureau of Standards* in Amerika, dem *National Physical Laboratory* in England und dem *Laboratoire centrale d'électricité* in Frankreich verkörpert und aufrecht erhalten durch Sätze von Glühlampen, die in den einzelnen Instituten aufbewahrt werden. Welcher Art diese Glühlampensätze sind — Kohlefadenlampen oder Wolframvakuumlampen —, ist vom *National Physical Laboratory* und vom *Laboratoire centrale* nicht bekannt, wohl aber vom *Bureau of Standards;* dieses Institut hält die Internationale Kerze durch einen Satz von 50 Kohlefadenlampen

[1]) Beschreibung der Hefnerlampe siehe z. B. Liebenthal, Prakt. Photometrie, Braunschweig 1907, S. 111ff.

[2]) Warburg, *Verhdlg. D. Physikal. Ges.* **19**. *S. 9. 1917.*

aufrecht[1]), die sorgfältig aufbewahrt und nur dann gebrannt werden, wenn ein Neuanschluß der zu den gewöhnlichen Messungen benutzten Sekundärnormale erfolgen soll.

Bei der Schaffung der Internationalen Kerze legten die beteiligten Länder Wert darauf, daß das Verhältnis der Internationalen Kerze zur Hefnerkerze ein möglichst einfaches wurde; es sollte die Internationale Kerze so festgelegt werden, daß 1 Internationale Kerze gleich $^{10}/_{9}$ HK wurde. An den Messungen, die dazu dienen sollten, daß dieses Verhältnis tatsächlich hergestellt wurde, war Deutschland nicht beteiligt.

Es ist zu beachten, daß das Verhältnis 1 I. C. P. $= {}^{10}/_{9}$ HK hergestellt war für die rote Farbe der Kohlefadenlampe; die photometrisch wichtigste Lichtquelle, die Wolfram-Vakuumlampe ist aber bedeutend weißer als die Kohlefadenlampe. Beim Anschluß der Metallfadenlampe an die Kohlefadenlampe ist das Ergebnis wie bei allen photometrischen Vergleichungen verschiedenfarbiger Lichtquellen also abhängig sowohl vom Auge des Beobachters wie von der Vergleichsmethode. Was die Abhängigkeit vom Auge des Beobachters anbelangt, so können Differenzen durch diese Fehlerquelle bei Messungen in zwei verschiedenen Instituten dadurch vermieden werden, daß das Mittel aus den Messungen einer größeren Zahl von Beobachtern genommen wird, die sämtlich farbentüchtig sind und auch nicht zur Kategorie der sogenannten anormalen Trichromaten gehören.

Die Anzahl der Beobachter muß so groß sein, daß das Mittel aus den Messungen dieser Beobachter das sogenannte „normale Auge" repräsentiert; begnügt man sich mit einer kleineren Zahl von Beobachtern, so muß anderweitig die Übereinstimmung des Mittels aus den Ergebnissen dieser Beobachter mit der Auffassung des normalen Auges bekannt sein.

Aber selbst derselbe Beobachter kommt bei heterochromatischen Photometrierungen zu verschiedenen Resultaten, wenn er zwei verschiedene Methoden, etwa die Kontrastmethode und Flimmermethode, benutzt. Die Differenzen zwischen beiden Methoden sind von Beobachter zu Beobachter durchaus nicht etwa unregelmäßig nach Größe und Vorzeichen, so daß sich als Mittel einer größeren Reihe von Beobachtern die Differenz Null ergibt, sondern sie sind systematisch und durchaus reproduzierbar.

Befinden sich also zwei Länder bei der Farbe der Kohlefadenlampe in Übereinstimmung, so lassen die oben erwähnten Schwierigkeiten der heterochromatischen Photometrie nur dann mit Sicherheit erwarten, daß die Übereinstimmung beim Übergang von der Kohlefadenlampe zur weißeren Metallfadenlampe erhalten bleibt, wenn in beiden Ländern der Übergang von der Farbe der Kohlefadenlampe zur Farbe der Metallfadenlampe nach den gleichen, vorher festgesetzten Richtlinien erfolgt, d. h. wenn einerseits die Auswahl der Beobachter nach der gleichen Methode erfolgt, und andererseits in beiden Instituten dieselbe Photometerart benutzt wird.

Derartige internationale Vereinbarungen sind nicht getroffen worden.

Die letzte Vergleichung zwischen der Hefnerkerze und der I. C. P. vor dem Kriege fand im Jahre 1913 zwischen dem *National Physical Laboratory* und der *Physikalisch-Technischen Reichsanstalt* statt; es wurden 12 Wolfram-Vakuumlampen außer bei der normalen Spannung noch bei einer niedrigeren Spannung ausgewertet, bei der die Lampen mit der Farbe der Kohlefadenlampe brannten. Das Resultat war vollkommene Übereinstimmung bei der Farbe der Metallfadenlampe; bei der Farbe der Kohlefadenlampe war der Unterschied kleiner als $0{,}2\,{}^{0}/_{0}$; das Verhältnis

[1]) E. C. Crittenden und J. F. Skogland, *Journ. Opt. Soc. of Am. S. 366. 1921.*

$\frac{\text{Internationale Kerze}}{\text{HK}}$ war also damals sowohl bei der Farbe der Kohlefadenlampe wie bei der Metallfadenlampe gleich 1,11.

Bei der ganz verschiedenen Natur der Grundlagen, auf denen die beiden Einheiten, die Hefnerkerze und die Internationale Kerze, beruhen und bei der Schwierigkeit des heterochromatischen Anschlusses der Wolfram-Vakuumlampe an die Farbe der röteren Einheiten wäre eine öftere Vergleichung wünschenswert gewesen; der Krieg und die Verhältnisse der Nachkriegszeit haben dies verhindert. Erst im Jahre 1924 wurden Kohlefaden- und Metallfadenlampen, die im *Bureau of Standards* ausgewertet worden waren, der *Physikalisch-Technischen Reichsanstalt* zur Ausmessung überbracht und die Vergleichung der beiden Lichteinheiten damit wieder aufgenommen. Diese Vergleichungen werden ferner durch Austausch von Lampen zwischen dem *National Physical Laboratory* und der *Physikalisch-Technischen Reichsanstalt* fortgesetzt.

Das Ergebnis der bisher vorliegenden Messungen läßt sich dahin zusammenfassen, daß das Verhältnis $\frac{\text{Internationale Kerze}}{\text{HK}}$ bei der Farbe der Kohlefadenlampe etwa $1{,}11_7$ (anstatt $1{,}11_1$) beträgt, während das Verhältnis bei der Farbe der Metallfadenlampe sich merklich geändert hat und etwa 1,15 beträgt.

Zu diesem Ergebnis ist folgendes zu bemerken. Wenn die beiden Einheiten sich nach Ablauf von 10 Jahren bei der Farbe der Kohlefadenlampe um weniger wie $1\,^0/_0$ voneinander entfernt haben, so liegt diese Differenz noch innerhalb der Grenzen der Genauigkeit, mit der sich die beiden Einheiten über einen so langen Zeitraum aufrecht erhalten lassen.

Wie bereits oben erwähnt, beträgt die Genauigkeit eines Anschlusses an die HK $\pm\, 1\,^0/_0$; die Genauigkeit eines Anschlusses an den Kohlefadenlampensatz im *Bureau of Standards* ist naturgemäß bedeutend größer; hingegen ist es unbekannt, ob und welchen systematischen Änderungen ein Satz Kohlefadenlampen im Laufe der Zeit unterliegt.

Auch die *Physikalisch-Technische Reichsanstalt* besitzt einen Satz Kohlefadenlampen, die, unternormal belastet, als Sekundärnormale Verwendung finden und von Zeit zu Zeit mit der Hefnerlampe verglichen werden, wobei Abweichungen, die kleiner sind als $\pm\, 1\,^0/_0$, nicht zu einer Änderung des den Sekundärnormalen zugeschriebenen Wertes führen.

Auf diesem Wege haben sich allerdings irgendwelche Anzeichen für eine systematische Änderung des Satzes unterbelasteter Kohlefadenlampen nicht ergeben; wenn diese systematische Änderung aber kleiner ist als $^1/_2\,^0/_0$, so wird sie sich trotz der im Laufe der Jahre erfolgten Häufung der Anschlüsse an die Hefnerlampe der Beobachtung entziehen.

Kann also die Änderung des Verhältnisses $\frac{\text{Internationale Kerze}}{\text{HK}}$ für die Farbe der Kohlefadenlampe in Anbetracht des zehnjährigen Intervalls, das seit der letzten Vergleichung verflossen ist, als innerhalb der Grenzen der heutigen Reproduzierbarkeit liegend bezeichnet werden, so ist die Änderung des Verhältnisses der beiden Kerzen für die Farbe der Metallfadenlampen weit außerhalb der Grenzen der Genauigkeit, mit der die Metallfadenlampe an die Kohlefadenlampe photometrisch angeschlossen werden kann.

Die Frage, nach welcher Methode die Bestimmung des Farbensprunges von der Kohlefadenlampe zur Metallfadenlampe erfolgt, erhält bei dieser Sachlage erhöhte Be-

deutung; insbesondere muß festgestellt werden, ob und welche Differenzen auftreten, wenn eine Metallfadenlampe gegen eine Kohlefadenlampe einmal mit dem Lummer-Brodhunschen Photometer, das andere mal mit dem Flimmerphotometer ausgemessen wird.

Die ersten Messungen dieser Art, die 1909 von Wild[1]) ausgeführt wurden, ergaben bei Benutzung des Lummer-Brodhunschen Photometers einen 6% höheren Wert für die Metallfadenlampe als bei Benutzung des Flimmerphotometers; die Messungen waren nur von einem Beobachter ausgeführt, über dessen Farbensystem nichts angegeben ist.

Ives hat 1912 in außerordentlich umfangreichen und mühevollen Meßreihen die Augenempfindlichkeitskurve einer Reihe von Beobachtern mit dem Gleichheitsphotometer und dem Flimmerphotometer aufgenommen[2]); er benutzte dabei verschiedene Gesichtsfeldgrößen und Helligkeiten. Es zeigen die mit dem Flimmerphotometer aufgenommenen Kurven eine geringere Blauempfindlichkeit wie die mit dem Gleichheitsphotometer aufgenommenen Kurven; die Größe des Unterschiedes variiert mit den Meßbedingungen und nimmt im allgemeinen mit wachsender Beleuchtungsstärke ab; bei einigen Beobachtern verschwindet die Differenz bei sehr großen Beleuchtungsstärken ganz[3]). Ives betont ausdrücklich, daß sich unter allen von den verschiedenen Beobachtern unter den verschiedensten Bedingungen aufgenommenen Kurven nicht ein Fall befindet, bei dem das Flimmerphotometer eine größere Blauempfindlichkeit zeigt als das Gleichheitsphotometer.

Crittenden und Richtmeyer haben die Durchlässigkeit einer Blaulösung, die die Farbe der Kohlefadenlampe in die Farbe der gasgefüllten Spiraldrahtlampe überführt, sowohl mit dem Lummer-Brodhunschen Kontrastphotometer wie mit dem Flimmerphotometer ausgemessen[4]). Die Flächenhelle des Feldes betrug etwa 2,5 Millilambert (entsprechend einer Beleuchtungsstärke von etwa 30 Lux). Bei den Einstellungen mit dem Lummer-Brodhunschen Kontrastphotometer, das im Feld die üblichen trapezförmigen Kontrastflächen hatte, wurde den Beobachtern aufgegeben, bei der Einstellung nur auf die vertikale Mittellinie unter Außerachtlassung der Trapezfelder einzustellen. Das Feld des Flimmerphotometers war zwei Grad groß. Es wurde für das „normale Auge“ eine Durchlässigkeit von 0,397 erhalten wenn die Messung mit dem Flimmerphotometer erfolgte und eine Durchlässigkeit von 0,417, wenn die Messung mit dem Lummer-Brodhunschen Würfel erfolgte. Die Differenz beträgt etwa 5% im Sinne einer geringeren Blauempfindlichkeit des Flimmerphotometers.

Haben so Crittenden und Richtmeyer unzweideutig für die große Farbendifferenz Kohlefadenlampe-Nitralampe eine geringere Blauemfindlichkeit des Flimmerphotometers konstatiert, so sind ihre Resultate für die kleinere Farbendifferenz Kohlefadenlampe-Metallfadenlampe durchaus nicht eindeutig. Ein Blaufilter, das die letztgenannte Farbendifferenz überbrückte, ist zweimal ausgemessen worden — einmal von 114 Beobachtern, unter denen eine Reihe photometrisch wenig geübter Personen waren, und dann von 22 durchweg photometrisch geübten Beobachtern. Die erste Messung durch 114 Beobachter ergab eine Durchlässigkeit von 0,5434 mit dem Flimmerphotometer und von 0,5425 mit Lummer-Brodhunschem Kontrastphotometer, also eine nur geringfügige Differenz von 0,2% im Sinne einer größeren Blauempfindlichkeit des

[1]) L. W. Wild, *The Electrician*, **36**. *S. 540. 1909.*

[2]) Ives, *Philos. Mag.* **24**. *S. 149. 1912.*

[3]) Ives, *l. c.* sowie Tafel III und IIIa.

[4]) E. C. Crittenden und K. F. Richtmeyer, *Bureau of Standards Scient. Papers. S. 87. 1917—1918.*

Flimmerphotometers; die Messung mit 22 Beobachtern ergab 0,5437 mit dem Flimmerphotometer und 0,5462 mit dem Lummer-Brodhunschen Würfel, also eine Differenz von 0,5 % im Sinne einer geringeren Blauempfindlichkeit des Flimmerphotometers. Schließlich haben Crittenden und Richtmeyer zwei Metallfadenlampen bei verschiedenen Spannungen mit dem Flimmerphotometer ausgemessen, andererseits die Werte errechnet, die sich für diese Spannungen nach dem von Middlekauff und Skogland aufgestellten Formelsystem ergeben. Das Formelsystem Middlekauff und Skogland gestattet, die Lichtstärke einer Metallfadenlampe zu berechnen, wenn für eine Spannung die Lichtstärke und Stromstärke bekannt sind; bei der Aufstellung dieses Formelsystems sind die Messungen mit dem Lummer-Brodhunschen Photometer zugrunde gelegt worden[1]).

Crittenden und Richtmeyer fanden so bei verschiedenen Belastungen folgende Differenzen in Prozenten zwischen den mit dem Flimmerphotometer und dem Kontrastphotometer gemessenen Werten:

Watt / Intern. Kerze	1,4	1,2	1,0
Lampe 1	+0,15	+0,5	—
Lampe 2	−0,05	+0,35	+1,7

Das Vorzeichen ist positiv, wenn die mit dem Flimmerphotometer gemessenen Werte kleiner sind.

2. Es wurden auch in der *Physikalisch-Technischen Reichsanstalt* Versuche angestellt um die Differenzen aufzuklären. In Fig. 1 ist die Versuchsanordnung dargestellt.

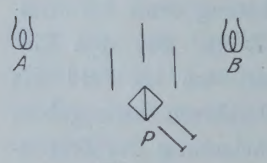


Fig. 1.

Bei *B* befand sich eine Kohlefadenlampe, die mit dem Photometer starr verbunden war und als „Taralampe" diente. Bei *A* befand sich entweder eine Kohlefadenlampe von bekannter Lichtstärke oder die zu messende Metallfadenlampe. Als Kontrastphotometer wurde das bekannte Lummer-Brodhunsche Photometer mit dem Trapezfeld und etwa 8 % Kontrast verwendet; die Gesichtsfeldgröße des elliptischen Feldes betrug etwa 9 × 15 Grad.

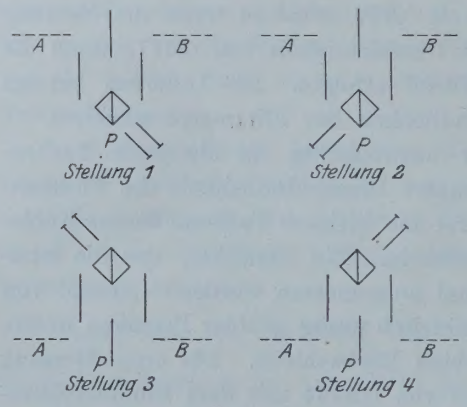


Fig. 2.

Diese substitutive Anordnung erwies sich als nicht ausreichend, um einwandfreie Ergebnisse zu erhalten. Es zeigte sich nämlich, daß zwei verschiedene Beobachter sogar dann systematisch verschieden einstellten, wenn sich auch bei *A* eine Kohlefadenlampe befand, das Feld also vollständig gleichfarbig war; die Differenzen von Beobachter zu Beobachter betrugen bis zu 3 % und waren völlig reproduzierbar. Diese Differenzen erklärten sich durch einen Gang in der Empfindlichkeit der Netzhaut, der bei verschiedenen Beobachtern verschieden ist. Ist der Würfel so geätzt, daß etwa in der Stellung 1 des Photometers (Fig. 2) die linke Hälfte des Photometers Licht von *A* bekommt, so ist in der Stellung 2 dasselbe der Fall, während in Stellung 3 und 4 die linke Hälfte des Feldes ihr Licht von der Lampe *B* erhält. Sämtliche Meßreihen

[1]) Middlekauff und Skogland, *Bureau of Standards, Scient. Papers* **11**. *S. 484. 1914.*

haben nun folgendes ergeben: Wird in Photometerstellung 1 und 2 beobachtet, so sind die Differenzen der Einstellungen zweier Beobachter dieselben; wird hingegen in Stellung 3 und 4 beobachtet, so sind die absoluten Werte der Differenzen dieselben wie in den Stellungen 1 und 2, die Vorzeichen jedoch die umgekehrten, so daß das Mittel der Einstellungen in den Stellungen 1, 2, 3 und 4 bei allen Beobachtern innerhalb $^1/_4\,^0/_0$ übereinstimmt; diese noch restierenden geringen Differenzen der Mittelwerte zweier Beobachter haben wechselnde Vorzeichen und sind nicht mehr als systematische Differenzen, sondern nur noch als Beobachtungsfehler anzusprechen.

Aus dem obigen ergibt sich zweifelsfrei, daß die erwähnten Differenzen in der Einstellung verschiedener Beobachter bei nur einer Photometerstellung auf einem von Beobachter zu Beobachter verschiedenen Gang der Empfindlichkeit der Netzhaut beruhen.

Soll nun eine Metallfadenlampe substitutiv mit einer Kohlefadenlampe verglichen werden, so wirkt dieser lokale Gang der Empfindlichkeit der Netzhaut nicht störend, wenn man annimmt, daß dieser Gang von der Farbe bzw. von der Farbdifferenz der beiden Hälften des Photometerfeldes unabhängig ist; zeigt aber die Empfindlichkeit der Netzhaut überhaupt einen lokalen Gang, so ist durchaus nicht ausgeschlossen, daß dieser Gang von der Farbe des Feldes beeinflußt wird. Um alle Fehlerquellen zu vermeiden, wurde daher in den Stellungen 1, 2, 3 und 4 gemessen; in jeder Stellung wurden 10 Einstellungen gemacht.

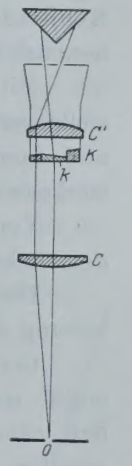


Fig. 3.

Dieselben Lampen wurden, nachdem sie mit dem Lummer-Brodhunschen Kontrastphotometer ausgemessen waren, auch mit dem Bechsteinschen Flimmerphotometer ausgemessen. Die Anordnung war dieselbe; es war wieder die konstante Vergleichslampe (Taralampe) mit dem Flimmerphotometer starr verbunden; die Ausmessung erfolgte ebenfalls substitutiv.

Die Einstellungsgenauigkeit, die mit dem Bechsteinschen Flimmerphotometer erzielt wird, ist eine ordentlich große. Kk (Fig. 3) ist eine Keilkombination, die aus zwei konzentrisch angeordneten Glaskeilen K und k mit gleichen brechenden Winkeln besteht. Der Keil k ist gegen K um 180^0 versetzt. Die Okularblende O wird durch C, C' und Kk auf den beiden Seiten des Ritchie-Gipskeiles abgebildet; das bei O befindliche Auge sieht Kk als Photometerfeld in der Form der Fig. 4. Rotieren Kk und C', so wechseln die Seiten des Ritchie-Keiles, die die Kreisfläche k bzw. die Kreisringfläche K beleuchten, miteinander ab. Die Feldgröße beträgt $7^1/_2$ Grad; der Durchmesser des inneren Kreises beträgt $3^1/_2$ Grad. Durch die Einführung der beiden sozusagen im Gegentakt arbeitenden Flimmererscheinungen wird die Genauigkeit der Einstellung eine große; der mittlere Fehler des Resultats von 10 Einstellungen beträgt etwa $0{,}3\,^0/_0$, während der mittlere Fehler des Resultats aus 10 Einstellungen mit dem Lummer-Brodhunschen Photometer bei völliger Gleichfarbigkeit der beiden Hälften $0{,}12\,^0/_0$ beträgt. Durch Einführung geeigneter Blenden kann die Kreisringfläche K abgeblendet und die einfache Flimmererscheinung hergestellt werden.

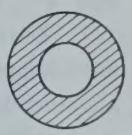


Fig. 4.

Zur Beseitigung des Einflusses etwaiger Ungleichheiten der beiden Seiten des Gipskeiles wurde in zwei Photometerstellungen beobachtet, die sich durch eine Drehung des Gipskeiles um 180^0 um die Photometerachse unterscheiden. Bei vollständiger Gleichfarbigkeit des Feldes waren die Einstellungen sämtlicher Beobachter innerhalb $^1/_2\,^0/_0$ dieselben; die Vorzeichen der restierenden Differenzen waren unregelmäßig, so daß systematische Differenzen nicht vorhanden waren.

Die Beleuchtungsstärke auf dem Gipsschirm betrug 15 bis 20 Lux.

Das Ergebnis der Ausmessung von sechs Metallfadenlampen durch vier Beobachter, die sämtlich frei von irgendwelchen Farbenanomalien sind und als photometrisch geübt angesprochen werden können ist in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Bezeichnung der Lampe	Lichtstärke mit dem Kontrastphotometer gemessen	Lichtstärke mit dem Flimmerphotometer gemessen	Differenz in Prozenten
OL 108	23,60	23,14	+ 2,0
OL 107	22,59	21,95	+ 2,9
Me 201	13,73	13,14	+ 4,4
Me 201	13,68	13,28	+ 3,0
Me 202	14,00	13,54	+ 3,3
OL 109	23,10	22,53	+ 2,5
Osram 21	47,29	46,33	+ 2,0

Jeder Beobachter machte mit dem Kontrastphotometer 40 Einstellungen, wenn sich bei A (vgl. Fig. 1) die Kohlefadenlampe befand, und 80 Einstellungen, wenn sich bei A die Metallfadenlampe befand und das Feld also ungleichfarbig war, so daß jede der gemessenen Lichtstärken auf 480 Einzeleinstellungen basiert. Von den 40 Einstellungen auf die Kohlefadenlampe erfolgten 20 vor der Ausmessung der Metallfadenlampe und 20 nachher, um so die Unveränderlichkeit der ganzen Anordnung dauernd zu kontrollieren.

Mit dem Flimmerphotometer wurden von jedem Beobachter zunächst 20 Einstellungen auf die Kohlefadenlampe, dann 40 Einstellungen auf die Metallfadenlampe und dann wieder 20 Einstellungen auf die Kohlefadenlampe gemacht; jeder Lichtstärkenwert beruht also auf 320 Einzeleinstellungen.

Von den vier Beobachtern beobachteten drei mit dem rechten und einer mit dem linken Auge.

Die Lampen wurden auf Stromstärke einreguliert; die Einregulierung und Konstanthaltung der Stromstärke erfolgte mit Kompensationseinrichtungen.

Greift man die Ergebnisse der Messungen der einzelnen Beobachter heraus, so ergibt sich für jeden einzelnen Beobachter dasselbe Resultat wie für das Mittel, daß nämlich mit dem Kontrastphotometer größere Werte für die Metallfadenlampen erhalten werden als mit dem Flimmerphotometer; die Differenz streut zwischen $2\,\%$ und $4\,\%$ als den äußersten Werten und beträgt im Mittel $3\,\%$.

Durch besondere Messungen wurde festgestellt, daß für die Farbendifferenz Kohlefadenlampe-Metallfadenlampe die Einstellung dieselbe bleibt, wenn die Kreisringfläche K abgeblendet wird, wenn also an Stelle des „Doppelflimmerns“ die gewöhnliche Flimmererscheinung tritt.

Interessant sind die auf der Verschiedenheit der Farbenauffassung beruhenden Abweichungen der einzelnen Beobachter voneinander. In Fig. 5 sind für einige Meßreihen die Abweichungen der einzelnen Beobachter vom Mittel in Prozenten sowohl für das Kontrastphotometer wie für das Flimmerphotometer aufgetragen. Es zeigt sich, daß diese Abweichungen recht gut reproduzierbare Größen sind, daß das Vorzeichen derselben für beide Photometerarten dasselbe ist, daß aber der absolute Wert der Differenzen beim Flimmerphotometer etwa nur halb so groß ist wie beim Kontrastphotometer. Eine ähnliche Beobachtung ist bereits von Simmance und Abady gemacht worden[1]), die beobachteten, daß vier Personen mit sehr verschiedenen Farbensystemen bei hetero-

[1]) Simmance und Abady, *Phil. Mag* **7**. *S. 341. 1904.*

chromatischen Photometrierungen mit dem von ihnen konstruierten Flimmerphotometer die gleichen Einstellungen machten. Liebenthal nimmt an, daß diese Beobachtung auf Zufall beruht[1]), während die Fig. 5 zeigt, daß tatsächlich der Einfluß des Farbensystems auf die Einstellung beim Flimmerphotometer kleiner ist wie beim Kontrast-

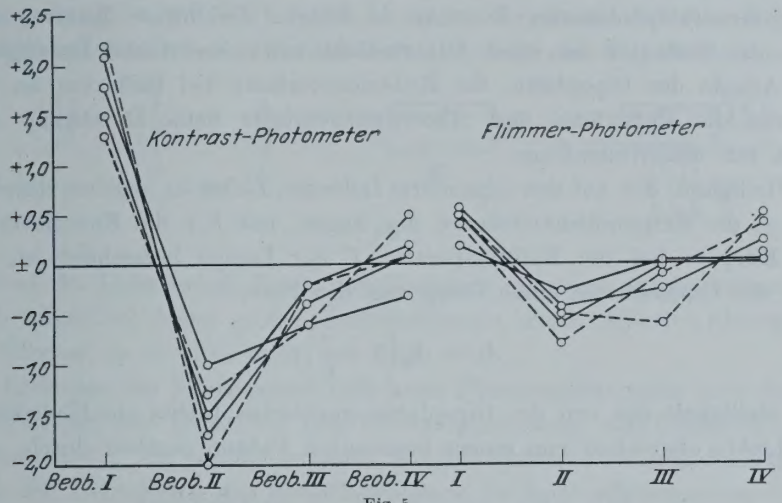


Fig. 5.

photometer; daß Simmance und Abady ein völliges Verschwinden der Differenzen erhielten, beruht offenbar darauf, daß ihr Photometer viel ungenauer ist wie das Bechsteinsche Photometer, so daß die tatsächlich vorhandene Differenz durch die Streuung der Werte verdeckt wurde[2]).

Es läßt sich nun erwarten, daß die Differenz zwischen Flimmerphotometer und Kontrastphotometer um so größer wird, je größer die Farbendifferenz wird. In der Tat bestätigt sich das. Bei Ausmessung des Farbensprunges von der Kohlefadenlampe zur Tageslichtlampe[3]) erhält man 8 bis $10^0/_0$ kleinere Werte mit dem Flimmerphotometer als mit dem Kontrastphotometer; auch hier zeigt sich die Erscheinung, daß die Differenzen von Beobachter zu Beobachter beim Flimmerphotometer kleiner sind als beim Kontrastphotometer (vgl. Fig. 6).

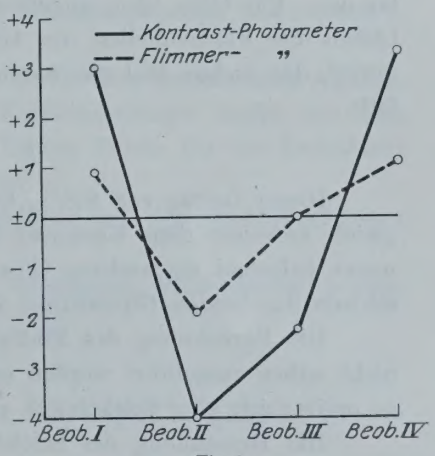


Fig. 6.

3. Es bleibt noch zu erörtern, ob die Größe der Differenz zwischen den Messungen mit dem Flimmerphotometer und dem Kontrastphotometer, die bei der Farbendifferenz Kohlefadenlampe-Metallfadenlampe nach obigem zu $2^1/_2$ bis $3^0/_0$ bestimmt worden ist, durch irgendwelche Selektivitäten der verwendeten Photometer beeinflußt worden ist, sei es, daß das Flimmerphotometer blau mehr schwächt als rot oder das Kontrastphotometer rot mehr schwächt als blau.

---

[1]) Liebenthal, Prakt. Photometrie, *S. 247.*

[2]) Auch die Zusammenstellung der von Ives mit dem Flimmerphotometer und dem Gleichheitsphotometer aufgenommenen Empfindlichkeitskurven (*Phil. Mag.* **24.** *S. 149. 1912*, Pl. III, Fig. 7 und 10 sowie 8 und 9) lassen diese Erscheinung klar erkennen.

[3]) Unter Tageslichtlampen versteht man gasgefüllte Spiraldrahtlampen mit blauer Glashülle, ihre Farbtemperatur beträgt etwa 4500° ab.

Man kann fragen, ob eins der hier benutzten Photometer eine nennenswerte Selektivität besitzt oder nicht. Diese Frage soll im folgenden noch näher erörtert werden. Es ergab sich, wie vorweg bemerkt sei, daß der Einfluß der Selektivität zu vernachlässigen ist.

Beim Kontrastphotometer kommen in Frage: die diffuse Zerstreuung an der Gipsplatte, die Reflexion an einer Silberschicht sowie mehrfache Durchgänge durch Glas; die Albedo der Gipsplatte, die Reflexionsverluste bei Reflexion an der Silberschicht sowie die Reflexions- und Absorptionsverluste beim Durchgang durch Glas ändern sich mit der Wellenlänge.

Die Helligkeit des auf den Gipsschirm fallenden Lichts ist gegeben durch $\int \varepsilon_\lambda E_{\lambda T}\, d\lambda$, worin mit ε_λ die Empfindlichkeitskurve des Auges, mit $E_{\lambda T}$ die Energieverteilung des schwarzen Körpers bei der Farbtemperatur T der Lampe bezeichnet ist. Zeigt die Albedo A_λ des Gipsschirmes einen Gang von der Form

$$A_\lambda = A_0\left(1+\frac{\lambda}{\alpha}\right),$$

so ist die Helligkeit des von der Gipsplatte emittierten Lichts zur Helligkeit des auffallenden Lichts abgesehen von einem konstanten Faktor gegeben durch

$$\frac{\int\left(1+\frac{\alpha}{\lambda}\right)\varepsilon_\lambda E_{\lambda T}\, d\lambda}{\int \varepsilon_\lambda E_{\lambda T}\, d\lambda} = \left[1+\alpha\frac{\int \frac{\varepsilon_\lambda E_{\lambda T}\, d\lambda}{\alpha}}{\int \varepsilon_\lambda E_{\lambda T}\, d\lambda}\right].$$

Die Berechnung ergibt $\dfrac{\int \frac{\varepsilon_\lambda E_{\lambda T}\, d\lambda}{\alpha}}{\int \varepsilon_\lambda E_{\lambda T}\, d\lambda} = 0{,}001732$ für $T = 2080$ (Farbtemperatur der Kohlefadenlampe) und 0,001746 für $T = 2350$ (Farbtemperatur der Metallfadenlampe). Für Gips ist α ungefähr gleich -160 anzusetzen[1]); es wird also das Verhältnis der Flächenhellen des Gipsschirmes, wenn einmal Licht der Farbtemperatur 2080°, das andere Mal gleichhelles Licht der Farbtemperatur 2350 auf die Gipsplatte fällt,

$$\frac{1-160\cdot 0{,}001732}{1-160\cdot 0{,}001746} = 1{,}0032.$$

Dieser Betrag von 0,3 % kann um so mehr vernachlässigt werden, als beim Vergleich zwischen dem Lummer-Brodhunschen Photometer und dem Flimmerphotometer jedesmal ein anderer Gipsschirm benutzt wird, so daß nur die geringen Unterschiede der beiden Gipsschirme in Frage kommen können.

Die Berechnung des Einflusses der Reflexion am Silberspiegel läßt sich, wie hier nicht näher ausgeführt werden soll, auf ganz entsprechende Art und Weise durchführen; es ergibt sich eine Selektivität von 0,2 % für denselben.

Die Berechnung der Selektivität der Reflexionsverluste beim Durchgang durch Glas kann mit Hilfe der Fresnelschen Formeln erfolgen; nimmt man die Differenz der Reflexionsverluste bei den Schwerpunktswellenlängen als Maß für die Größenordnung der Differenzen, so ergibt sich beim Passieren einer Glasplatte eine zu vernachlässigende Selektivität in der Größenordnung von 0,01 % zwischen Kohlefadenlampe und Metallfadenlampe.

Der Einfluß der selektiven Absorption im Glas selber wurde folgendermaßen untersucht.

---

[1]) Über die Methode der Bestimmung von α wird an anderer Stelle berichtet werden.

Die Lichtquelle J (Fig. 7) beleuchtete den Mattglasschirm S, der sich im Brennpunkt der Linse L befindet; in den parallelen Strahlengang konnte ein planparalleler Glasblock G eingeschoben und so der Lichtverlust beim Durchgang des Lichts durch denselben mit dem Universalphotometer gemessen werden. Der Glasblock war aus demselben Glas gefertigt, wie der Würfel im Lummer-Brodhunschen Kontrastphotometer. Indem als Lichtquelle J erst eine Kohlefadenlampe, dann eine Tageslichtlampe genommen

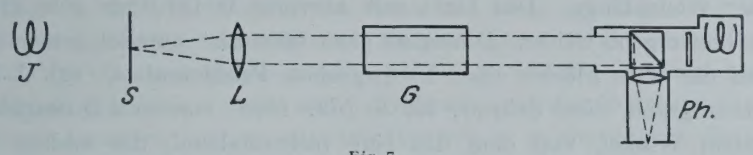


Fig. 7.

und jedesmal der Lichtverlust durch den Glasblock gemessen wurde, konnte festgestellt werden, ob selbst bei dieser großen Farbendifferenz durch selektive Absorption Fehler entstehen können; es ist dies nicht der Fall.

Die Reflexion am Silberspiegel fällt beim Flimmerphotometer fort; das Kontrastphotometer besitzt also gegenüber dem Flimmerphotometer eine Selektivität von $0{,}2\,\%$ bei der Ausmessung des Farbensprunges Kohlefadenlampe-Metallfadenlampe in dem Sinne, daß der Lichtverlust der Metallfadenlampe im Kontrastphotometer $0{,}2\,\%$ relativ größer ist als beim Flimmerphotometer; die gefundene Differenz zwischen Kontrastphotometer und Flimmerphotomer ist also um diese $0{,}2\,\%$ zu vergrößern.

Zusammenfassung.

1. Die bisherigen Vergleichungen zwischen den verschiedenen Staatsinstituten haben ergeben, daß das Verhältnis der Internationalen Kerze zur Hefnerkerze bei der Farbe der Kohlefadenlampe sich im Laufe ven 10 Jahren praktisch nicht geändert hat; dagegen hat sich das Verhältnis bei der Farbe der Metallfadenlampe um etwa $4\,\%$ geändert.

2. Vergleichende Messungen in der *Physikalisch-Technischen Reichsanstalt* ergaben: Der Vergleich einer Metallfadenlampe mit einer Kohlefadenlampe ergibt mit dem Lummer-Brodhunschen Kontrastphotometer $3\,\%$ höhere Werte für die Lichtstärke der Metallfadenlampe als mit dem Flimmerphotometer.

Frühere vergleichende Messungen haben Unterschiede mit demselben Vorzeichen, aber anderem Absolutwert der Differenz ergeben.

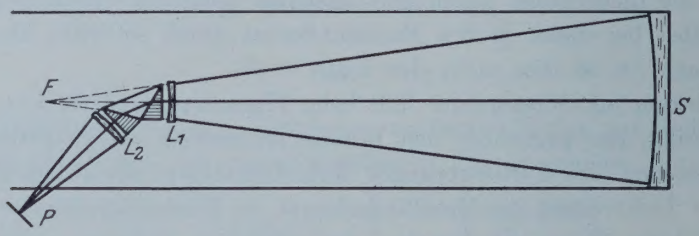
3. Die bei derartigen Messungen auftretenden wichtigsten Fehlerquellen werden diskutiert.

Ein chromatisch korrigierter Quarz-Sternspektrograph.

Von
B. Meyermann in Göttingen.

Sternspektrographen haben im allgemeinen die unangenehme Eigenschaft, daß der Fokus sich beträchtlich mit der Wellenlänge ändert. Man ist daher gezwungen, wenn man einen großen Teil des Spektrums scharf auf der Platte erhalten will, diese gegen die optische Achse des Systems zu neigen und zwar gerade bei Quarzoptik sehr stark, oder statt der Platte einen gekrümmten Film zu verwenden. Beide Arten haben den großen Nachteil, daß die Fokussierung sehr abhängig ist von der konstanten Lage des Spektrums bezüglich seiner Längsrichtung, was besonders bei photometrischen Arbeiten sehr wichtig ist.

Im folgenden sei kurz eine Anordnung angegeben, die ohne komplizierte Optik die chromatische Abweichung beseitigt. Die Anordnung ist aus beistehender Skizze zu ersehen. S ist der Spiegel eines Reflektors. Die von einem Sterne kommenden Strahlen würden diesen in F abbilden. Eine plankonkave Quarzlinse L_1 von dem gleichen Öffnungsverhältnis wie der Reflektor und im Abstande ihrer Brennweite vor F angebracht, verwandelt die konvergierenden Strahlen in parallele, das heißt streng nur die Strahlen einer Wellenlänge. Das Licht mit kürzerer Wellenlänge geht divergent, das mit längerer konvergent weiter. Dieses so ganz oder fast parallel gemachte Licht fällt senkrecht auf die erste Fläche eines Youngschen Prismensatzes (vgl. J. Hartmann, Ein Quarzspektrograph, *diese Zeitschr.* **25.** *S. 161. 1905*) von zwei Quarzprismen von je 30^0 brechendem Winkel, von dem das eine rechtsdrehend, das andere linksdrehend ist. Das Licht trifft, wenn es aus der letzten Fläche des Prismensatzes austritt, auf



die plankonvexe Quarzlinse L_2, die die gleiche Öffnung und gleiche Brennweite hat wie die Linse L_1. Durch L_2 werden die Strahlen jeder Wellenlänge für sich vereinigt auf der Platte P. Die Vereinigungsweite ist fast ganz unabhängig von der Wellenlänge, denn die Linsen L_1 und L_2 wirken zusammen wie eine planparallele Platte und verlängern nur den ursprünglichen Lichtweg SF um etwa ihren gegenseitigen Abstand.

Da das Öffnungsverhältnis der Linsen möglichst gleich dem des Reflektors sein muß, ist die auflösende Kraft des Spektrographen proportional $\frac{d}{D}$, wenn D der Durchmesser des Spiegels und d der der Linsen ist. Andererseits ist der Lichtverlust bei der Newtonschen Spiegelanordnung (für die in der Skizze gegebene Anordnung gilt dasselbe, sie vermeidet nur den zweiten Spiegel mit seinem Reflektionsverluste und ist daher bei geeignet durchbrochener Konstruktion ebenso lichtstark und dabei stabiler als die Anordnung mit Newtonschen Spiegel) proportional $\left(\frac{d}{D}\right)^2$. Man wird den Spektrographen daher am besten mit einem Cassegrainschen System in Verbindung bringen, dessen konvexer Spiegel das Bild hinter dem Hauptspiegel entwirft, so daß eine ziemlich langbrennweitige Linse L_1 gleich hinter den Hauptspiegel zu liegen kommt. Ohne etwas von dem zur Verfügung stehenden Lichte zu opfern, läßt sich so die auflösende Kraft des Spektrographen genügend groß machen.

Referate.

Elektrisches Meßverfahren zur Bestimmung kleiner Flüssigkeitsdrücke.

Von H. A. Thomas. *The Engineer Bd.* **141.** *Nr. 3656. 22. Jan. 1926. S. 88.*

Verfasser beschreibt die Nachteile eines nach Art einer Barometerdose gebauten Kleindruck meßgerätes. Es besteht aus zwei durch eine Membran voneinander getrennten Druckkammern. Die Durchbiegung der Membran infolge beiderseitiger Druckunterschiede wird dabei durch ein Hebelwerk auf einen Zeiger übertragen, der über einer nach Millimeter Wassersäule geeichten Skala spielt

Die Unempfindlichkeit und Unzuverlässigkeit des Übertragungsmechanismus geben Veranlassung zur Anwendung einer weit empfindlicheren elektrischen Übertragungsmethode der Membranbewegungen auf ein dazu geeignetes Anzeigegerät.

Der Grundgedanke ist der folgende: In einem hochfrequenten Schwingungskreis (Fig. 1) ist die Größe des Anodenstroms näherungsweise durch diejenigen Werte des Anodenstroms bestimmt, welche bei den Spitzenwerten der angewandten Gitterströme auftreten. Wenn also Fig. 2 die e_G, i_A-Charakteristik (Gitterspannung zu Anodenstrom) darstellt, so ist bei der Gitterspannung Null der Anodenstrom gleich J. Wird ein Wechselstrom durch das Gitter geschickt, und ist der größte Unterschied der Gitterspannungen beiderseits vom Nullpunkt gleich E, so ändert sich der Anodenstrom zwischen J_1 und J_2. Sein Mittelwert beträgt dabei J_3, ein vom ursprünglichen J verschiedener Wert, wenn die Kennlinie in Bezug auf die Ordinate durch den Nullpunkt O unsymmetrisch ist. Bei bestimmter Anordnung mit passender Charakteristik ist es nun möglich, für entsprechende Gitterspannungen sehr große Unterschiede des Anodenstroms zu erhalten.

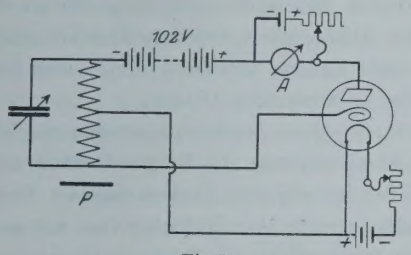


Fig. 1.

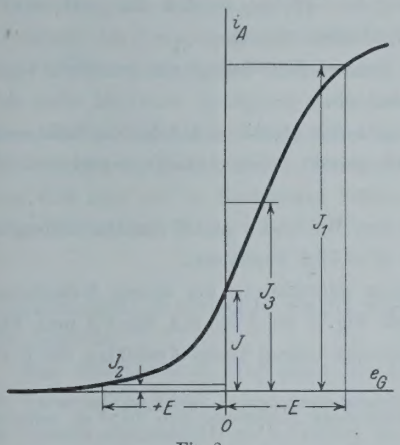


Fig. 2.

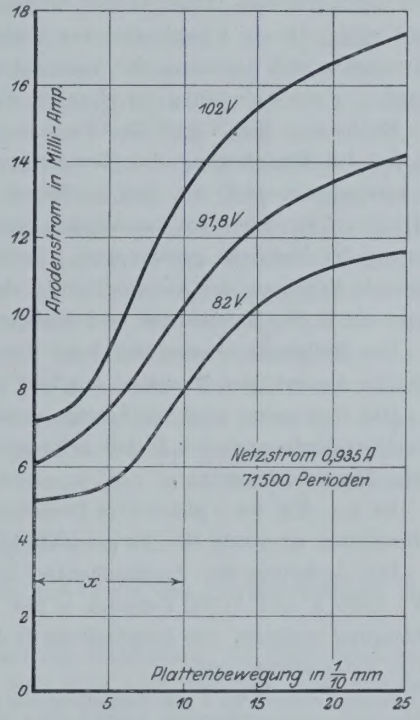


Fig. 3.

Bringt man eine Metallplatte P (Fig. 1) in das hochfrequente Feld, so ruft der Fluß φ_1, der mit dem ursprünglichen Strom I_1 im Schwingungskreis phasengleich ist, eine EMK E_2 hervor, die um 90° zurückbleibt. Diese EMK gibt ihrerseits Anlaß zu einem Induktionsstrom I_2 in der Platte, der um den Winkel ϑ nacheilt, und dessen Wert vom Wechselstromwiderstand der Leitwege abhängt, die der Strom in der Platte wählt.

Der Strom I_2 ruft nun einen schwächenden Fluß φ_2 hervor und somit eine EMK E_3 im Schwingungskreis, die wieder um 90° nacheilt. Die Frequenz bleibt dabei unverändert, so daß der erzeugte Strom I_3 phasengleich mit E_3 ist. Endlich werden die EMK E und die Stromstärke I phasengleich, aber kleiner als die ursprünglichen Werte E_1 und I_1.

Durch die Annäherung der Platte wird also der wirksame Widerstand des Schwingungskreises vergrößert und eine EMK erzeugt, die den Strom in ihm schwächt, ohne jedoch die Phase zu verschieben.

Fig. 3 zeigt die Abhängigkeit zwischen Anodenstrom und Plattenabstand von der Spule. Kleine Änderungen dieses Abstandes geben Anlaß zu großen Änderungen des Anodenstromes, wenn die Platte im mittleren Abstand x von der Spule aufgestellt ist.

Bei der besonderen Anwendung dieses Verfahrens zur Anzeige kleiner Bewegungen der Membran eines Druckmeßgerätes infolge von Druckunterschieden wird eine dünne Bleiplatte in der Mitte der Membran angebracht, deren Abstandsänderungen gegenüber einer Spule des Schwingungskreises auf geschilderte Weise Änderungen des Anodenstromes hervorrufen, die vom elektrischen Meßinstrument angezeigt werden.

Die Spule selbst ist durch eine Mikrometerschraube auf die empfindliche Entfernung x von der Platte einstellbar, d. h. auf jene Entfernung, die nach Fig. 3 den steilsten Anstieg der i, x-Kurve zeigt, so daß kleine Abstandsänderungen der Platte große Änderungen des Anodenstromes verursachen.

Einzelheiten des Meßgerätes. Die Membran besteht aus einer Glimmerscheibe von 0,1 mm Dicke und 88,9 mm Dm. Sie ist zwischen zwei Ringen eingespannt. Eine dünne Bleiplatte von 38 mm Dm. ist konzentrisch auf ihr befestigt.

Die Spule des Schwingungskreises ist an einer Mikrometerschraube festgemacht, die abgedichtet durch die eine Druckkammer hindurchgeht und von außen durch einen geriffelten Knopf bedient wird. Dieser Knopf wird zur Bestimmung der Abhängigkeit zwischen Durchbiegung der Membranmitte und Änderung des Anodenstromes mit einer Teilung versehen. Die Druckkammern sind mit je einer Anbohrung versehen zur Einleitung der zu messenden Drücke.

Eichung. Fig. 3 gibt die Charakteristiken für verschiedene Anodenspannungen wieder und zeigt, daß bei Erniedrigung des Sättigungswertes des Anodenstromes die Empfindlichkeit des Gerätes herabgesetzt wird, was sich im flacheren Verlauf der betreffenden Kurven äußert. Änderung der Frequenz verschiebt im wesentlichen nur die beliebig annehmbare Nullinie, von der aus die Bewegung der Membran gezählt wird. Schwächung der Stromstärke im Kreise hat eine nur unbedeutende Erhöhung der Empfindlichkeit der Anordnung im Gefolge, so daß die unvermeidlichen Schwankungen des Netzstromes zu keinen ernstlichen Meßfehlern führen.

Der Nullpunkt erweist sich beim Einrichten der ganzen Anordnung als merklich konstant. Sorgfältige Auswahl der Batterien empfiehlt sich aber dennoch.

Das Instrument wird zur Anzeige der Durchbiegungen der Membran infolge der beiderseitigen Druckunterschiede nach der jeweils erforderlichen Einheit geeicht. Die Anzeige ergibt sich hierfür als eine Apparaturkonstante.

Ist $p = Ky$, wo p gleich dem Druckunterschied in mm WS und y gleich der Durchbiegung der Membranmitte, so wurde für die geschilderte Apparatur $K = 52{,}6$ bestimmt.

Die Änderung der Empfindlichkeit der elektrischen Einrichtung bei einem Netzstrom von 102 V, 0,935 A und 71500 Perioden je Sek. wurde nach Fig. 3 zu 0,725 mA für 0,1 mm Plattendurchbiegung ermittelt. Die Empfindlichkeit des Galvanometers betrug 1 mm Ausschlag für $1 \cdot 10^{-9}$ A bei 1 m Spiegelentfernung.

Mithin entspricht 1 cm Ausschlag des Galvanometers einer Änderung von 10^{-8} A, oder einem Weg der Membranmitte $y = \frac{0{,}1}{0{,}725} \cdot \frac{10^{-8}}{10^{-3}} = 1{,}38 \cdot 10^{-6}$ mm. Daraus folgt ein zugehöriger Druckunterschied $p = 52{,}6 \cdot 1{,}38 \cdot 10^{-6} = 7{,}25 \cdot 10^{-5}$ mm WS.

Anmerkung des Referenten: Das geschilderte Verfahren ist nicht allein zur Anwendung bei Druckmessungen geeignet, sondern auch allgemein zur Messung kleiner Bewegungen fester Körper (vgl. H. A. Thomas, *The Engineer, 9. Febr. 1923*), ebenso zu Schallmessungen usf.

Franz Levy.

Die Korrektion optischer Systeme auf Grund der Wellentheorie des Lichts.

Von M. Ambard, *Rev. d'Opt.* **4.** *S. 507. 1925.*

Bekanntlich wird ein Objektpunkt auch bei ideal abbildenden Systemen niemals streng punktförmig abgebildet, wie es die geometrische Optik eigentlich als möglich betrachtet, sondern statt des Bildpunktes ergibt sich ein kleines Beugungsscheibchen, das, wie der Name schon sagt, in der Wellennatur des Lichts begründet liegt. Bei absolut scharfer Abbildung sind die aus dem optischen System austretenden Wellen kugelförmig; der Mittelpunkt aller dieser konzentrischen Kugelwellen ist der geometrische Bildpunkt. Bei scharfer Einstellung in diesem Punkt bildet sich nach dem

Huyghens-Fresnelschen Prinzip ein Beugungsscheibchen aus, welches das System von Airy genannt wird. Die Lichtverteilung in diesem Scheibchen ist durch einfache Rechnungen zu ermitteln und ist von grundlegender Bedeutung für die Abbildungsgüte eines optischen Systems. Das System von Airy besteht in einem sehr intensiven Bildkern und umgebenden weniger intensiven Beugungsringen. Der Radius des Bildkernes bis zum ersten Minimum ist der relativen Öffnung proportional. Daraus folgt sofort der interessante Schluß, daß ein bestimmtes optisches System, welches nach den Rechenmethoden der geometrischen Optik bestmöglich korrigiert ist, nur dadurch eine noch bessere Abbildung hervorbringen kann, daß die relative Öffnung verkleinert wird. Die Bedingungen absolut scharfer Abbildung und Einstellung sind jedoch praktisch mehr oder weniger illusorisch; vielmehr weichen die experimentellen Bedingungen in drei Punkten vom idealen Fall ab: in der Falscheinstellung, in der Existenz des sekundären Spektrums und in dem Auftreten von sphärischer Aberration.

In bezug auf die Falscheinstellung, unter der Annahme absolut scharfer Abbildung und Monochromasie der Lichtquelle, läßt sich deren Betrag durch den Gangunterschied ausdrücken, unter welchem die Lichtwellen von der paraxialen Zone und von der Randzone des optischen Systems in dem Einstellpunkt auf der optischen Achse zusammentreffen. Je nach der Größe dieses Gangunterschieds, d. h. also je nach dem Betrage der Falscheinstellung, besitzt das Zerstreuungscheibchen eine charakteristische Lichtverteilung, die sich von dem System von Airy darin unterscheidet, daß die Intensität des Bildkerns geringer geworden ist, daß dafür aber sowohl die Beugungsringe als auch die Minima an Intensität gewonnen haben. Durch Berechnung der Lichtverteilung läßt sich unmittelbar auf die Bildverschlechterung durch Falscheinstellung schließen. Bei einem Gangunterschied von $\lambda/4$ beträgt der Intensitätsverlust des Bildkerns gegenüber dem System von Airy $20\,^0/_0$, bei einem Gangunterschied von $\lambda/2$ bereits $60\,^0/_0$. Das dem Bildkern verloren gegangene Licht verteilt sich auf die Umgebung und erhöht daher die Intensität der Beugungsringe und der Minima. Solange der Gangunterschied kleiner als $\lambda/4$ ist, tritt eine merkbare Bildverschlechterung nicht ein, da das erste Minimum genügend stark hervortritt und der Lichtverlust des Bildkerns in mäßigen Grenzen bleibt. Selbst der Gangunterschied $\lambda/4$ ist noch erträglich, höchstens macht sich ein geringer Kontrastverlust im Bilde geltend. Größere Gangunterschiede als $\lambda/4$ sind im allgemeinen nicht mehr zulässig und sind nur in besonderen Fällen erlaubt. Demnach darf die zulässige Falscheinstellung im allgemeinen den Betrag

$$\Delta x = \frac{2\,\lambda}{(2\,\mathrm{r}/x)^2}$$

nicht übersteigen; es bedeuten Δx die Falscheinstellung und $(2\,r/x)$ das Öffnungsverhältnis des optischen Systems.

Das entsprechende Verfahren ist anwendbar auf die Beurteilung der Bildverschlechterung durch Verwendung nicht monochromatischen Lichts. Betrachtet man den Spezialfall, daß das optische System chromatisch so korrigiert ist, daß immer zwei Farben zusammengelegt sind und daß die effektive Wellenlänge in den Scheitel der Kurve des sekundären Spektrums fällt, wobei alle übrigen Bildfehler als nicht vorhanden angenommen werden, so entspricht jeder Wellenlänge eine bestimmte Falscheinstellung, und die Schlüsse von vorhin sind wieder anwendbar. Es ist jedoch zu berücksichtigen, daß die Effektivität der verschiedenen Strahlungen variabel ist und daß die Wellenlänge am Scheitel der Kurve des sekundären Spektrums die größte Effektivität zeigt. Wenn diese Wellenlänge mit λ_0 bezeichnet wird, so ergibt sich als zulässige Grenze der chromatischen Korrektion, daß das Achsenstück von der Länge Δx, längs welchem sich die verschiedenen Wellenlängen gruppieren, der Bedingung genügen muß:

$$\Delta x/x = \lambda_0\, x/r^2\,.$$

Indem x die bildseitige Schnittweite bezeichnet, ist das Verhältnis $\Delta x/x$ im allgemeinen mit sehr genauer Annäherung bekannt. Der Einfluß der Öffnung r ist offensichtlich; dieselbe muß also zu x in ein bestimmtes Verhältnis gebracht werden, um den Einfluß des sekundären Spektrums nicht ungünstig werden zu lassen. Die obige Formel ist unter der Bedingung entstanden, daß der Strecke Δx ein Gangunterschied der Achsen- und Randstrahlung vom Betrage $\lambda_0/2$ entspricht.

Um schließlich die zulässige sphärische Aberration eines optischen Systems zu finden, muß vorerst die Lage der besten Einstellung in der Kaustik der sphärischen Aberration festgelegt werden,

um dann diejenige sphärische Aberration ermitteln zu können, die dem relativ besten Bilde eine noch gerade zulässige Unschärfe erteilt. Die Beugungstheorie lehrt, daß die beste Einstellung in der Kaustik der sphärischen Aberration mit einem Koeffizienten in der Mitte zwischen dem Bildpunkt der Randwellen und dem der paraxialen Wellen zu suchen ist. Indem nun das oben angeführte Prinzip der Falscheinstellung auf die verschiedenen Objektivzonen Anwendung findet, kommt man zu dem Schluß, daß ein Gangunterschied vom Betrage $\lambda/4$ als zulässige Grenze angesehen werden kann. Will man durch Einführung des zweiten Aberrationsgliedes eine bestmögliche sphärische Korrektion erreichen, so führt die Theorie auf das Ergebnis, daß völlige Randkorrektion am vorteilhaftesten sei; Ergebnisse, die übrigens schon bekannte Tatsachen sein dürften, ohne daß jedoch bisher eine praktische Bestätigung vorliegt. Als beweiskräftig ist die beugungstheoretische Ableitung allein nicht anzusprechen. *Flügge.*

Die Restfehler in koma-freien verkitteten Objektiven vom Typus „Kron voran".

Von G. W. Moffitt und O. K. Kaspereit. *Journ. Opt. Soc. America* **11.** *S. 275. 1925.*

Die Fragestellung ist folgende: „Welches Kron oder welche verschiedenen Krone ergeben zusammen mit einem bestimmten Flint der gewöhnlichen Art korrigierte Objektive des verkitteten koma-freien Typus?" Die mittleren Brechungsindizes der gewöhnlichen Flinte wurden zu 1,60 bis 1,65 angenommen. Jedes dieser Gläser wurde mit einer großen Zahl von Krongläsern kombiniert, die sämtlich einer Kurvenschar auf der Glaskarte angehören, wobei vom Standpunkt der Komafreiheit die einzelnen Kurven zu je einem Flint geordnet wurden. Nach Auswahl von vier Kron-gläsern, welche auf der Glaskarte gleichmäßig voneinander entfernt liegen und möglichst bekannten Gläsern entsprechen, wurden analoge graphische Verbindungen mit Flintgläsern vorgenommen. Diese Flintkurven schneiden das Gebiet der bekannten Flinte in ein oder mehreren Punkten. Die Konstruktion von komafreien Systemen ist also zum Teil mehrdeutig. Die ermittelten Kombinationen wurden trigonometrisch durchgerechnet und die Restfehler bestimmt. Zur Einhaltung vergleichbarer Werte wurde die Dicke der ersten Linse durchweg gleich 6,0, die der zweiten Linse 2,0 und die Brennweite gleich 100 gemacht. Für die Öffnung 7 mm wurde vollkommene sphärische Korrektion des Randes durchgeführt. Die Ergebnisse sind folgende: 1. sphärische Aberration: solange die Differenz der Brechungsindizes beider Gläser größer als 0,04 ist, wird die sphärische Aberration in der Randöffnung klein und bleibt auch für größere Differenzen ungefähr konstant; bei Differenzen der Brechungsindizes kleiner als 0,04 wird die sphärische Randaberration rasch sehr groß; Objektive großer Öffnung erfordern daher, daß die Differenz der Brechungsindizes größer als 0,04 gewählt wird. 2. Farbfehler: Der Verlauf der Kurve des sekundären Spektrums wird durch die Glaswahl nur sehr wenig beeinflußt; eine engere Auswahl der Gläser ist also in dieser Beziehung nicht erforderlich. Will man die angeführten Ergebnisse auf die Konstruktion von Prismengläsern anwenden, so ist zu bemerken, daß die Einführung der Prismen den Bereich der verwendbaren Krone je nach der Dicke des Prismas beschränkt. In diesem Falle sind noch die Borosilikatkrone und leichten Baritkrone hinzuzunehmen. *Flügge.*

Beugungserscheinungen an einer geraden Kante bei Benutzung einer breiten Lichtquelle.

Von F. Wolfers. *Journ. de Phys. et le Rad.* **6.** *S. 305. 1925.*

Unter Zugrundelegung der bekannten Beugungsbilder eines Lichtspalts an einer ihm parallelen geraden Kante läßt sich die Veränderung des Beugungsbildes bei Verbreiterung des Lichtspalts bestimmen. Es kommt rechnerisch auf eine Integration über unendlich schmale nebeneinander liegende Spalte heraus, wenn man die Annahme vorausschickt, daß die Lichtschwingungen in den einzelnen Spaltelementen mit gleicher Phase stattfinden. Die Verwendung algebraischer Methoden bei der Integration ist wegen der Kompliziertheit des Integranden praktisch undurchführbar, aber graphische Methoden führen bedeutend leichter zum Ziel, wenn auch hierzu hinreichende Geduld erforderlich ist. Auf diesem Wege gelangt Verf. zu folgenden Resultaten:

1. Bei Verbreiterung der Lichtquelle rückt das erste Beugungsmaximum von dem geometrischen Schattenwurf der Kante fort; es bleibt immer jenseits der Halbschattengrenze und tritt auch noch in genügender Klarheit hervor, während die folgenden Maxima und Minima mehr oder minder verflachen.

2. Im Halbschattengebiet zwischen dunklem Gebiet und erstem Maximum findet ein kontinuierlicher Intensitätsanstieg statt.

3. Der Abstand der Maxima und Minima von der Halbschattengrenze unterliegt bei Verbreiterung der Lichtquelle Oszillationen um einen Mittelwert. Der Mittelwert kann mit hinreichender Genauigkeit bei Verwendung einer sehr breiten Lichtquelle gefunden werden; er beträgt, in Streifenbreiten ausgedrückt, für das erste Maximum 0,78, für das zweite Maximum 2,14, für das erste Minimum 1,65 und für das zweite Minimum 2,50.

4. Ähnliche Schwankungen bei Verbreiterung der Lichtquelle erfährt der Intensitätsüberschuß des ersten Maximums gegen die mittlere Intensität in größerer Entfernung vom Projektionsbild der Kante.

Im großen ganzen konnten die erhaltenen theoretischen Beugungsgebilde experimentell nachgewiesen werden, jedoch ergab sich nebenher, daß auch Streifen auftraten, welche durch die Theorie nicht zu erklären sind. Eine genauere Prüfung der Theorie könnte durch Vermessung photographischer Beugungsbilder am Mikrophotometer vorgenommen werden. *Flügge.*

Zur heterochromatischen Photometrie.

Von Clemens Schäfer. *Physikal. Zeitschrift* **26.** *S. 908. 1925.*

Es werde die Flächenhelle c_1 mit der Flächenhelle c_2, die Flächenhelle c_2 mit der Flächenhelle c_3 usw. und schließlich wieder die Flächenhelle c_n mit der Flächenhelle c_1 verglichen; die Farben der leuchtenden Flächen seien sämtlich verschieden. Wird die Flächenhelle c_1 willkürlich mit 1,00 angesetzt, so muß die letzte Messung — Vergleichung von c_n mit c_1 — für c_1 wieder den Wert 1,00 ergeben, wenn die Flächenhelle als quantitative Größe — unabhängig von der Qualität der Farbe — angesprochen werden kann.

In einer früheren Mitteilung des Verfassers *(Phsysikal. Zeitschr.* **26.** *S. 58. 1925;* Referat siehe *diese Zeitschr.* **45.** *S. 360. 1925)* wurden die Resultate der Messungen mitgeteilt, wenn ein Farbkreis des Ostwaldschen Farbenatlasses, von 00 angefangen, durchgemessen wurde. Diese Messungen sind dadurch erweitert worden, daß die Einschaltung von Zwischenstufen in anderer Weise erfolgte, wie in der ersten Mitteilung angegeben.

Wenn man z. B. in einem bestimmten Farbkreise das Pigment 25 mit Pigment 75 vergleichen will, so kann man, unter Beibehaltung des Farbtones zu weniger gesättigten, immer weißlicheren Farbkreisen übergehen, bis man reines Weiß erhält, und dann von Weiß aus im Farbton 75 wieder zu dem Ausgangsfarbkreis zurückkehren. Geht man andererseits auf dem gewählten Farbkreis direkt von 25 zu 75, so müssen beide Methoden dasselbe Resultat ergeben; die Ergebnisse der angestellten Messungen haben diese Forderung bestätigt.

Weitere Meßreihen beschäftigen sich mit dem Gesetz von der Additivität der Helligkeitsempfindungen. *Dz.*

Universal-Polarimeter.

Von C. A. Skinner, *Journ. Opt. Soc. of Am. S. 491. 1925.*

Unter Universal-Polarimeter versteht der Verf. ein Instrument, welches sowohl die Elliptizität einer Lichtschwingung von beliebigem Polarisationszustand als auch das Azimut einer linear polarisierten Lichtschwingung mit Präzision zu messen gestattet. Da es sich um Präzisionsmessungen im monochromatischen Licht handelt, sind als Meßmethoden die sensitiven Farbmethoden nicht brauchbar. Es bleibt dann nur die Wahl zwischen Auslöschungs- und Halbschattenmethoden. Wo, wie hier, diese beiden Methoden anwendbar sind, ist die letztgenannte als die genauere selbstverständlich vorzuziehen.

Für Messungen im elliptisch polarisierten Licht muß dem Halbschattenpolarisations-Prisma nach Jellet-Cornu dieselbe Bedeutung zuerkannt werden, welche der Lippichsche Halbschatten-

polarisator für Messungen im linear polarisierten Licht besitzt, weil die Absorption beim Lippich-Polarisator in beiden Gesichtsfeldhälften verschieden, beim Jellet-Cornu aber gleich ist. Als Halbschattenvorrichtung für Messungen im elliptisch-polarisierten Licht zieht der Verfasser den Braceschen Drehkompensator dem Babinetschen Keilkompensator sowohl wie der Bravaisschen $\frac{\lambda}{4}$-Doppelplatte vor.

Für das Universal-Polarimeter wird die von A. Q. Tool angegebene Kombination einer Azimut-Halbschattenvorrichtung nach Jellet-Cornu mit einer elliptischen Halbschattenvorrichtung nach Brace adoptiert. Das Gesichtsfeld wird hierbei von zwei Trennungslinien durchsetzt, ist also vierteilig. Der von Tool ausgeführten Modifikation des Universal-Polarimeters liegt eine von C. G. Stokes zuerst angegebene Konstruktion zugrunde. Bei dem Stokesschen Instrument wird der Kompensator von einem Hauptkreis getragen, dessen Azimut auf eine feste Richtung bezogen wird. Der Analysator-Nicol ist auf einem zweiten Kreis montiert, welcher von dem Hauptkreis getragen wird, und sein Azimut wird relativ zu diesem gemessen. Die Einstellung geht so vor sich, daß Kompensator und Analysator-Nicol in zwei zueinander komplementären Stellungen auf minimale Gesichtsfeldhelligkeit eingestellt werden, und daß der Unterschied in den relativen Stellungen beider Kreise zueinander abgelesen wird.

Die Erfahrung zeigt jedoch, daß der Beobachter seine Messungen leichter interpretieren kann, wenn sowohl die Drehungen des Analysator-Nicols, als auch die des Kompensators auf eine feste Richtung bezogen werden. Deshalb sind in dem Universal-Polarimeter des Verfassers Analysator-Nicol und Kompensator auf je einem besonderen Teilkreis montiert, deren Ablesungen beide auf dieselbe Nullstellung bezogen werden. Die Teilung in Viertelgrade ist auf der Zylinderfläche der Kreise angebracht. Mit Hilfe von Nonien mit Ablesemikroskopen können noch 0,01° gemessen werden. Beide Skalen, vom Nicol und vom Kompensator, sind in demselben Gesichtsfeld sichtbar. Außer der Beschreibung des neuen Polarimeters gibt der Verf. die allgemeine und spezielle mathematische Theorie über das Arbeiten mit dem Instrument; es werden dabei die im folgenden mitgeteilten Formeln für die Ausrechnung der physikalischen Konstanten der Schwingungsellipsen des polarisierten Lichtes aus den Ablesungen erhalten.

Das Universal-Polarimeter kann benutzt werden:

1. Als Azimut-Polarimeter, um die Drehungen der Polarisationsebene von linear polarisiertem Licht zu messen.

2. Als Elliptizitätspolarimeter nach Brace, um schwache Elliptizitäten von elliptisch polarisiertem Licht, aber keine Azimute zu messen. Hierbei wird die gesuchte Elliptizität

$$e_0 = \frac{b}{a}\left(\frac{\text{kleine Achse}}{\text{große Achse}} \text{ der Ellipse}\right)$$

mit genügender Genauigkeit aus folgender Gleichung erhalten:

$$e_0 = \frac{1}{2}\operatorname{tg}\Phi\left[\sin 2\,(\Theta - \Theta_0) + \sin 2\,(\Theta_0 - \Theta')\right].$$

Es bedeutet

Φ Ordnungswinkel des Kompensators,

Θ Azimut des Kompensators bei Einstellung auf gleiche Helligkeit der Gesichtsfeldhälften für das gegebene Licht,

Θ' Azimut bei der gleichen Einstellung für das kompensierte linear polarisierte Licht,

ferner

$\Theta_0 = \frac{\Theta'' - \Theta'}{2} - \frac{\Pi}{4}$, wo Θ'' die komplementäre Einstellung auf minimale Feldhelligkeit für das linear polarisierte Licht ist.

3. Als allgemeines Polarimeter nach Tool, um sowohl Azimut als auch Elliptizität zu messen. Die gesuchte Elliptizität wird abgeleitet aus den Gleichungen

$$\cos 2\,\omega_0 = \frac{\sin(c - n)}{\sin c}\cos 2\,\omega_f,$$

$$e_0 = \operatorname{tg}\omega_0.$$

Hier bedeuten c und n die relative Wechsellage der Azimute von Kompensator und Nicol zwischen komplementären Einstellungen auf gleiche Helligkeit der vier Gesichtsfeldteile

Die Konstante $\cos 2\,\omega_f$ ergibt sich aus korrespondierenden komplementären Einstellungen c_1 und n_1 auf linear polarisiertes Licht nach der Gleichung:

$$\cos 2\,\omega_f = \frac{\sin c_1}{\sin (c_1 - n_1)}.$$

Das Azimut Θ_0 der gegebenen Schwingung (Azimut der großen Achse der Schwingungsellipse) wird erhalten aus

$$\Theta_0 = \frac{\Theta_n' + \Theta_n''}{2} \pm \frac{\pi}{2}.$$

Θ_n' und Θ_n'' sind die komplementären Auslöschungslagen des Nicols.

Wenn das Mittel der komplementären Einstellungen des Kompensators Θ_c ist, so ist das Vorzeichen der Sehwingungsellipse

$$\text{positiv, wenn} \quad 0 < (\Theta_c - \Theta) < \frac{\pi}{2},$$

$$\text{negativ, wenn} \quad 0 > (\Theta_c - \Theta_0) > -\frac{\pi}{2}.$$

Die Ordnung Φ des Kompensators ergibt sich aus

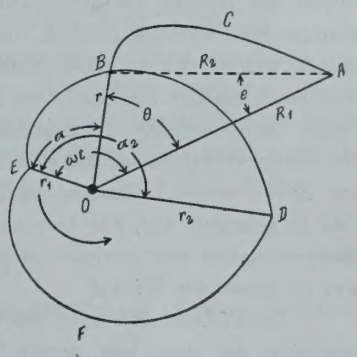
$$\cos \Phi = \frac{\operatorname{tg} (c - n)}{\operatorname{tg} c \sqrt{1 + \dfrac{\operatorname{tg}^2 2\,\omega_f}{\cos^2 (c - n)}}}.$$

A. Ehringhaus.

Schnecke für einen Röntgen-Spektrographen.

Von J. B. Friauf. *Journ. Opt. Soc. America* **11.** *S. 289. 1925.*

Die Röntgenspektrographie nach der Methode des rotierenden Kristalls macht es häufig erforderlich, daß der Kristall mit konstanter Geschwindigkeit innerhalb eines vorgeschriebenen Winkels oszillatorische Bewegungen ausführt. In der Figur stellt O die zur Papierebene senkrechte Achse dar, um welche die Schnecke rotiert. A ist die dazu parallele Drehungsachse des Kristallhalters und BCA der Hebel, welcher mit dem Kristallhalter fest verbunden ist und bei der Drehung der Schnecke auf deren Rand $DBEFD$ gleitet. Verf. berechnet die Gestalt dieses Randes, wenn als Bedingung gestellt ist, daß bei gleichförmiger Drehung der Schnecke um 360° der Kristallhalter eine gleichförmige oszillierende Drehung um einen gegebenen Winkel ausführen soll. Es ergibt sich das aus der Figur ersichtliche herzförmige Stück, so aber, daß der kürzeste Radius r_1 und der längste Radius r_2 nicht den Winkel 180° bilden. Die Schnecke ist unsymmetrisch. Die Größe des Winkels zwischen r_1 und r_2 hängt in erster Linie von dem Winkel ab, innerhalb dessen der Kristall seine Drehungen ausführen soll. Zahlenwerte eines praktischen Beispiels sind folgende:



Winkelbereich der Kristalldrehung	30°
Abstand OA der Achsen	12 cm
Sehne BA des Hebels	10 cm
Kleinster Radius r_1 der Schnecke	3 cm
Winkel zwischen r_1 und r_2	166,9°
Größter Radius r_2	8,05 cm.

Flügge.

Ein Sensitometer ohne Belichtungsunterbrechung mit Kontrolle des Antriebsmotors durch eine Uhr.

Von Raymond Davis. *Scientif. Papers of the Bureau of Standards Nr. 511.* **20.** *S. 345—370. 1925.*

Die vorliegende Konstruktion soll den Übelstand einer älteren Ausführung beheben, daß bei Versuchen über die Lichtempfindlichkeit photographischer Platten und Papiere eine mehrfache Belichtung notwendig war. Es wird daher in der hier beschriebenen neuen Form vor der Platte eine

Metallscheibe mit sektorförmigen Einschnitten mit solcher Geschwindigkeit gedreht, daß die Breite der Sektoren stets ausreichend ist, um in allen Fällen eine genügende Belichtung bei nur einer Umdrehung zu gewährleisten. Eine auch nur vorübergehende Abschirmung des auffallenden Lichtes tritt daher niemals ein.

In ihren Grundzügen ist daher die Konstruktion folgermaßen: Ein Motor von $^1/_8$ PS. mit 1500 Umdrehungen in der Minute treibt durch eine Schnecke ein Zahnrad auf einer Welle an, und von hier durch Vermittelung einer zweiten Schnecke ein zweites Zahnrad auf einer zweiten Welle. So haben diese beiden Wellen bereits merklich verschiedene Umdrehungsgeschwindigkeiten. Sie sind so gelagert, daß sie genau gleichen Abstand von einer dritten Welle haben, der eigentlichen Sektorwelle. Durch Aufschieben geeigneter Zahnräder auf diese und eine der beiden ersten Wellen kann man der Sektorwelle sehr verschiedene Umdrehungsgeschwindigkeiten in Stufen von Potenzen von 2 geben, von 480 bis 0,0586 Umdrehungen in der Minute, also in 14 Stufen. Um toten Gang und damit Fehler in der Zeitmessung zu verhüten, sitzt auf der Sektorwelle ein Rad, an dessen Umfang eine Bremsbacke drückt. Diese wird so eingestellt, daß für die Drehung stets eine genügende Gegenkraft vorhanden ist. Um Bruch bei plötzlichem Anhalten des Motors zu vermeiden, wenn der Sektor mit seinen 3,6 kg Gewicht noch weiter rotiert, ist er auf seiner Welle mit Hilfe einer Ratscheneinrichtung festgemacht, so daß er im ursprünglichen Drehsinn weiter laufen kann, auch wenn die Welle still steht.

Die Sektoren sind aus etwa 3 mm starkem Messingblech hergestellt mit Durchmessern von etwa 50 cm. Der eine hat 13 Stufen in den Verhältnissen von $1 : 4^{\frac{2}{3}}$. Ein zweiter ähnlicher mit der Stufenfolge $1 : \sqrt{2}$ mit ebenfalls 13 Stufen. Endlich sind noch zwei weitere hergestellt, von denen der eine nur einen sektorförmigen Ausschnitt mit einem Winkel von etwa 3° hat. Die Öffnungen der Hauptsektoren liegen alle symmetrisch zu einem Radius, derart, daß die kürzesten Schlitzlängen nach außen zu liegen. Die längsten überdecken gerade 180°. Besondere Sorgfalt ist dem Ausbalancieren der fertigen Sektoren gewidmet, was zunächst mit großer Annäherung mit Hilfe gleichgeformter Kartonblätter geschah, und an Hand der so gewonnenen Ergebnisse auf die Sektoren übertragen wurde. Die Ausgleichsblechstreifen wurden an den Sektoren so angelötet, daß sie den Rand von ihnen stabiler machen. Zum genauen Schleifen der Schlitzränder diente eine Lehre aus hartem Stahl, die ermöglichte, die Begrenzung der Schlitze genau radial anzuordnen. Die genauere Messung der Sektorwinkel erfolgt mit einem Spektrometertisch, auf den die Sektoren montiert wurden, parallel zur Ebene seines Teilkreises, unter Verwendung eines Mikroskops zur Einstellung. Es zeigte sich, daß es gelungen war, alle berechneten Winkel mit einem geringeren Fehler als 1′ herzustellen. Die Meßgenauigkeit war merklich größer, und ergab sich zu etwa $\pm$ 10″ bis $\pm$ 25″ je nach der Größe der zu messenden Winkel.

Der Plattenhalter kann gleichzeitig 3 Platten aufnehmen. Vor ihn befindet sich ein Schirm, der gestattet, die obere bzw. untere Hälfte der Platte zu belichten; dessen Stellung kann von außen kontrolliert werden. Als Normallampen dienen Glühlampen von etwa 15 Kerzen ohne Filter, und mit einem Corning-Tageslichtfilter von etwa 2,7 Kerzen, bis 6 bis 8 Volt und 2,4 Ampere. Der Lichttunnel kann in Längen von 0,5 bis 2 m eingestellt werden. Unter 1 m pflegt man nicht zu gehen. Seine Länge wird an einer Millimeterskala abgelesen.

Zur nur einmaligen Belichtung der Platte dient eine Abblendeinrichtung, die bei längeren Belichtungszeiten von Hand betätigt wird. Um sie richtig zu bedienen, genügt eine Marke auf der Hauptwelle, da die Sektoröffnung in keinem Fall größer als 180° ist. Für kürzere Belichtungen arbeitet die Einrichtung mit elektrischem Antrieb automatisch. Beim Druck auf einen Knopf wird ein elektrischer Zeitschalter betätigt, der nacheinander zwei Relais einschaltet, die ein Blech mit einer Öffnung so vor der Lampe vorbeiziehen, durch Auslösung von Federn, daß das Licht für genügende Zeit hindurchfallen kann. Für die kürzesten Belichtungszeiten ist vor diese Öffnung noch ein sektorähnliches Rad mit einer einzigen Öffnung angebracht, das von der Hauptwelle aus angetrieben, mit $^1/_8$ von deren Geschwindigkeit rotiert. Daher wird das Licht für die Belichtung bei 8 Umdrehungen des Hauptsektors tatsächlich nur bei einer Umdrehung, wo die Öffnung des Hilfssektors gerade vor der Lampe sich befindet, hindurchgelassen, und für diese Herabsetzung der Arbeitsgeschwindigkeit genügt dann die oben erwähnte Blendeneinrichtung. Durch besondere Signal-

lampen ist Vorsorge getroffen, daß man das richtige Arbeiten und die richtige Einstellung der beiden Blendeneinrichtungen mit einem Blick kontrollieren kann.

Als Antriebsmotor, der mit gleichförmiger Geschwindigkeit laufen muß, dient ein Gleichstrom-Nebenschlußmotor für 112 Volt. An seinem Feld liegt die volle Netzspannung. Der eine Pol des Ankers liegt nicht unmittelbar am Netz, sondern führt zu zwei Punkten eines der Feldwickelung parallel liegenden Regulierwiderstands. Auf der Achse des Motors sitzt ein Zentrifugalregler mit elektrischen Kontakten, der bei Geschwindigkeitsänderung einen Teil dieses Widerstands kurzschließt, so daß am Anker immer nur 80 oder 89 Volt liegen. Das genügt bei der Trägheit des Systems, um die erforderliche gleichförmige Umdrehungsgeschwindigkeit zu erzielen, vorausgesetzt, daß die Netzschwankungen nicht zu groß sind. Zum Vergleichen der Umdrehungsgeschwindigkeit mit einer Uhr ist auf einer Welle ein Kontaktrad angebracht, das etwa alle Sekunden Kontakt gibt und dabei eine kleine Glühlampe zum Aufleuchten bringt. Das gleiche tut eine Normaluhr mit Sekundenkontakt. Der oben erwähnte Regulierwiderstand wird dann so einreguliert, daß in dem Leuchten der beiden Lampen keine Schwebungen eintreten. Weiter kommt man noch auf dem Wege, daß man nämlich diese beiden Ströme einem Differentialrelais zuführt, das in Ruhestellung bleibt, wenn beide Ströme gleichsinnig auf beiden Seiten des Relais wirken, was zur Folge hat, daß sein Anker nicht bewegt wird. Andernfalls schlägt er nach der einen oder anderen Seite aus, gibt Kontakt und ändert dabei durch zwei weitere Relais die Stromstärke in dem Kreis, der durch den oben genannten Zentrifugalregler betätigt wird. So ließ sich eine einwandfreie selbsttätige Geschwindigkeitsregelung erzielen. Erwähnt sei nur, daß die üblichen Relais dabei verwendet wurden, für das Differentialrelais ebenfalls zwei solche, die auf einen gemeinsamen Anker wirkten, der aber dabei viel zu empfindlich war, und durch ein Zusatzgewicht wie ein Pendel beschwert wurde. Dann arbeitete er befriedigend.

Block.

Über ein einfaches und sicheres Verfahren zur Abätzung dünnster Wollastondrähte.

Von R. Suhrmann und K. Clusius. *Physikal. Zeitschr.* **26.** *S. 913. 1925.*

Das hier angegebene Verfahren benutzt nicht wie sonst üblich zum Abätzen verdünnte Salpetersäure sondern eine elektrolytische Anordnung. Der Wollastondraht wird parallel zu einem Platinfolie-Streifen von etwa 0,01 mm Dicke und 2 mm Breite auf einem Glasrähmchen befestigt und das so gebildete Element kurzgeschlossen in eine Cyankaliumlösung von 5—10 Proz. getaucht. Bezüglich der technischen Einzelheiten sei auf die Quelle verwiesen. *G.*

Bücherbesprechungen.

G. Stracke, Die kleinen Planeten. Aus Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Bd. IV, S. 1—29. Julius Springer, Berlin 1925.

Ein infolge seiner langjährigen Tätigkeit am Astronomischen Recheninstitut hierzu besonders berufener Fachmann gibt hier einen Überblick, für den ihm die Wissenschaft dankbar sein muß. Der auf diesem sehr undankbar erscheinenden Gebiet der Astronomie nicht Vertraute wußte mit den kleinen Planeten nichts Rechtes anzufangen und war leicht geneigt, ihre Bedeutung zu unterschätzen. Hier gibt ihm Stracke eine willkommene und gründliche Orientierung.

Ein erster Abschnitt behandelt die Geschichte der Entdeckung der kleinen Planeten und deren Beobachtung. Eine Tabelle zeigt, daß seit Anwendung der Photographie die Zahl der kleinen Planeten, deren Bahnelemente gesichert erscheinen, sich in den letzten 3 Jahrzehnten fast verdreifacht hat. Der Berechnung der Bahnen und der für systematische Forschung wichtigen Registrierung hat sich bekanntlich das Astronomische Recheninstitut angenommen. Die Menge der Individuen ließ es nicht zu, für sämtliche strenge Bahnverbesserungen zu rechnen. Bei aller Beschränkung wendet jedoch das Recheninstitut vom Verfasser skizzierte Methoden der Bahnverbesserung an, die auf das Problem besonders zugeschnitten weniger Zeitaufwand erfordern und doch eine Genauigkeit von minimal 1^0 im geozentrischen Ort gewährleisten. Hierbei bieten die von Brendel und seinen Mitarbeitern gruppenweise tabulierten allgemeinen Jupiterstörungen den Vorteil großer Erleichterungen. In besonderen Fällen werden auch Störungstafeln anderer Autoren verwendet.

Im zweiten Abschnitt behandelt der Verfasser die scheinbare Größe (Helligkeit), die wirkliche Größe und die Gesamtmasse der kleinen Planeten. Einen sehr instruktiven Überblick gibt eine Tabelle der mittleren Helligkeiten. Eingehend wird auch der von der Phase unabhängige Helligkeitswechsel, der bei dem auch sonst besonderes Interesse beanspruchenden Eros seinerzeit eine breite Diskussion auslöste, behandelt. Wenn auch aller Wahrscheinlichkeit nach die weitere Forschung zahlreiche neue lichtschwächere Asteroiden entdecken wird, so erscheint es doch nicht unwahrscheinlich, daß außerhalb der Breite von 20° auch noch größere Glieder des Asteroidenschwarmes zu entdecken sind.

Die wirkliche Größe ist von verschiedenen Forschern an Hand plausibeler Annahmen über die Albedo und der gemessenen Helligkeit geschätzt worden Wie eine tabellarische Zusammenstellung zeigt, haben 86% der kleinen Planeten einen Radius < 60 km, wobei der größte 417 km, der kleinste zirka 2 km beträgt. Eine weitere Tabelle gibt einen Überblick über die Beziehung zwischen mittlerer täglicher Bewegung und dem Halbmesser.

Die Ermittlung der Einzelmassen, etwa aus ihrem Störungseffekt für andere, erscheint nach v. Brunn aussichtslos. Vielmehr interessiert aber die Gesamtmasse. Hierfür geben statistische Ermittlungen den Wert von $^1/_{285}\ 10^{-6}$ Sonnenmassen, störungstheoretische von $^1/_2\ 10^{-6}$ und $^1/_4\ 10^{-6}$, demnach erhebliche Differenzen, die auf die Unsicherheit, mit der jeder derartige Versuch vorläufig noch behaftet sein muß, hinweisen.

Die Statistik der Bahnelemente behandelt der Verfasser im dritten Abschnitt seiner Arbeit. Besonderes Interesse beansprucht die Kurve für die Verteilung der Planeten in Abhängigkeit von der mittleren Bewegung.

Sehr klar und deutlich läßt diese Häufigkeitskurve Maxima und Minima (Lücken) erkennen. Diese Erscheinung hat verschiedene Erklärungsversuche gefunden, ohne daß jedoch eine befriedigende und vor allem abschließende Erkenntnis erlangt worden sei. Verschiedene Kurven erläutern die Verteilung der übrigen Bahnelemente. Zur Frage der Planetoidenfamilien wird berichtet, unter welchen Gesichtspunkten Hirayama zur Feststellung von 5 solcher Familien gelangte.

Der vierte Abschnitt ist den ungewöhnlichen Bahnen gewidmet. Hier wird zunächst Eros ausführlich behandelt, dessen besondere Eignung für die Fundierung der Erdbahnelemente zu weitgehenden Störungsrechnungen Anlaß gegeben hat, die auf ihre Überprüfung durch Beobachtung während der Opposition 1930/31, von der weittragende Ergebnisse erhofft werden, warten.

Durch große Exzentrizitäten zeichnet sich die aus 3 Individuen bestehende Albertgruppe aus. Die Bahnen sämtlicher Glieder dieser Gruppe überschneiden die Marsbahnen.

Die 4-gliedrige Aethragruppe wird gekennzeichnet durch große Exzentrizitäten und Neigungen.

Ganz besonders haben die 6 Trojaner das Interesse auf sich gelenkt, weil ihre mittleren Bewegungen zu der des Jupiter nahezu im Verhältnis 1 : 1 stehen. Dieser Umstand hat zu zahlreichen Untersuchungen Anlaß gegeben, ohne daß in den 6 Jahren seit Entdeckung des bisher letzten Mitgliedes dieser Familie das vorliegende Mehrkörperproblem zu einer abschließenden Lösung gelangt sei.

Ein besonders auffallender Asteroid ist der 1920 von Baade entdeckte Hidalgo, der bei einer Exzentrizität von 0,65 eine Neigung von 43,1° aufweist, in Sonnennähe der Marsbahn und in Sonnenferne der Saturnbahn sehr nahe kommt.

Der Form seiner Bahn nach unterscheidet sich Hidalgo nur wenig von einem kurzperiodischen Kometen.

Der Ursprung der Asteroiden, der im fünften Abschnitt behandelt wird, hat die Wissenschaft schon seit langer Zeit beschäftigt, ohne daß eine von den skizzierten Theorien, von denen der Verfasser selbst sagt, daß sie „alle zunächst noch rein spekulativen Charakter“ tragen, genügend befriedigen konnte.

Am Schluß seiner Ausführungen vertritt der Verfasser die Meinung, die wohl gegenwärtig nicht bestritten werden kann, daß die einzige aussichtsreiche Möglichkeit, das Problem der kleinen Planeten seiner Lösung näher zu bringen, in dem Studium der Bewegungen besteht. *W. Keil.*

Nachdruck verboten.

Verantwortlich für die Redaktion: Oberregierungsrat Professor Dr. F. Göpel in Charlottenburg.
Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Kuratorium:

Prof. Dr. **E. Kohlschütter** in Potsdam, Vorsitzender, Prof. Dr. **R. Straubel** in Jena, Prof. Dr. **F. Weidert** in Berlin-Zehlendorf, geschäftsführendes Mitglied.

Schriftleitung: Oberregierungsrat Prof. Dr. **F. Göpel** in Charlottenburg-Berlin.

XLVI. Jahrgang. **Oktober 1926.** Zehntes Heft.

Über die Genauigkeit im Fällen von Ordinaten bei Koordinatenaufnahmen.

Genauigkeitsuntersuchungen mit Winkelabsteckern.

Von

Prof. Dr. **Löschner** in Brünn.

Um über die Genauigkeit im Ermitteln der Fußpunkte von Senkrechten bei der Koordinatenaufnahme ein augenfälliges Bild zu erhalten, habe ich das nachfolgende neue Verfahren angewendet.

Inmitten eines ebenen Platzes wurde ein entsprechend schweres, 24 cm hohes Instrumentenkästchen mit vollkommen ebener Oberfläche, auf die ein Bogen Papier von 21 × 34 cm Größe mittels Reißzwecken befestigt war, in den Boden gedreht. Auf dem Papier wurde ein Punkt gestochen, eingeringelt und mit 0 bezeichnet (Fig. 1). Nun wurde ein 20″ Theodolit über Punkt 0 aufgestellt und mittels Schnurlotes scharf zentriert. Nach erfolgter Annahme des Richtpunktes S (Süden) wurden durch Messung in beiden Kreislagen die Winkel $SOP = 90^0$ und $SON = 180^0$ möglichst genau abgesteckt. Die Punkte S und N waren von 0 rd. 50 m, die Zwischenpunkte s und n rd. 10 m und der Punkt P rd. 45 m entfernt. Die Richtungen der Abszisse NS und Ordinate PO wurden auf das Papier eingewiesen.

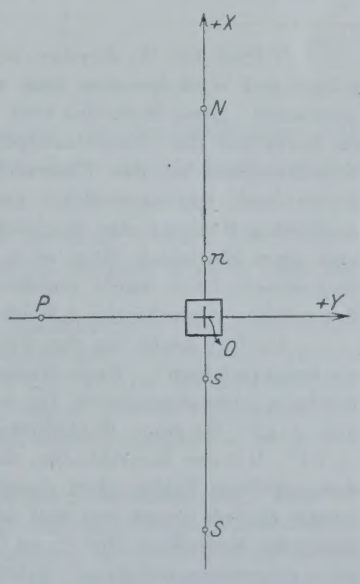


Fig. 1.

Sodann habe ich mit verschiedenen Winkelabsteckern je 20mal den Fußpunkt der Senkrechten von P auf die Bezugsgerade (Abszisse) NS ermittelt, wobei ich stets das gleiche Schnurlot mit feiner Spitze verwendete. Die Lage der Senkelspitze wurde auf meinen Zuruf hin von meinem Assistenten Ing. K. Slanina mittels Pikiernadel auf das Papier eingestochen und beschrieben.

Da die Beobachtungen mit verschiedenen Winkelabsteckern auf dem gleichen Bogen Papier eingetragen wurden, mußten sie durch verschiedene Bezeichnungen (Ziffern 1—20, Buchstaben $a - t$, dann unterstrichene Ziffern und unterstrichene Buchstaben) voneinander unterschieden werden. Um bei der Fülle der Punkte die notwendige Klarheit in den Bezeichnungen zu erhalten, mußte vielfach

von eingestochenen Punkten eine Bleistiftlinie gegen den Papierrand gezogen und erst dort die Bezeichnung angesetzt werden.

Aus der einzigen Gesamtfigur eines und desselben Tages wurden dann die in den Figuren 2, 6 und 8 bzw. in den Figuren 9, 10, 16, 17, 18 und 19 wiedergegebenen Figuren, getrennt nach Art des Winkelabsteckers, entnommen. Die Figuren 2, 6 und 8 beziehen sich auf Beobachtungen am 24. Mai 1924, die Figuren 9, 10, 16, 17, 18, 19 auf Beobachtungen am 20. Mai 1925.

Zur Untersuchung kamen ein gewöhnlicher Winkelspiegel alter Form (der vorher auf seine Richtigkeit untersucht wurde), ein Kreuzvisier von Hensoldt-Wetzlar, und zwar im Mai 1924 ein solches älterer Form (Type 1921), im Mai 1925 ein solches neuerer Form (Type 1924), dann ein Steilsichten-Pentagon von Schellens, und endlich ein Reißsches Doppelpentagon mit Fußpunktspiegelung, über das jedoch erst später gesondert berichtet werden soll. Alle Instrumentchen wurden gleichartig gebraucht, nämlich zur Absteckung rechter Winkel in der Ebene, freihändig mit Senkel-Ablotung.

I. Beobachtungen vom Mai 1924.

1. Mit gewöhnlichem Winkelspiegel alter Form.

Die Untersuchung wurde in vollkommener Anlehnung an den praktischen Gebrauch der Abstecker bei jenen gewöhnlichen Koordinatenaufnahmen durchgeführt, wo die Abszissenlinie auf dem Boden nicht verzeichnet (abgeschnürt, abgekreidet) ist, weshalb für die Anwendung eines Absteckers, der nur 90^0 (nicht auch 180^0) gibt, die Einschaltung eines Zwischenpunktes (n oder s in Fig. 1) in die Abszissenrichtung notwendig ist. Der Beobachter hat dann bei Handhabung des Absteckers (des Winkelspiegels oder des einfachen Prismas) bekanntlich den Blick in der Richtung der Abszissenlinie, die durch zwei hintereinanderstehende Fluchtstäbe markiert ist, so daß der Beobachter sich selbst einrichten kann[1]).

---

[1]) Prof. Dr. W. Jordan und Prof. F. Lorber haben den „Absteckungsfehler" für Winkelspiegel und Winkelprismen nach zwei anderen Methoden (der Absteck- und der Einweisemethode) untersucht. Diese Methoden sind für den vorliegenden Zweck der Ermittlung der Unsicherheit im Aufsuchen des Ordinatenfußpunktes meines Erachtens nicht einwandfrei verwendbar; denn der Arbeitsvorgang bei den Untersuchungen Jordans und Lorbers ist wesentlich verschieden von jenem beim Ordinatenfällen. Jordan ließ über einem markierten Aufstellungspunkt zu einer markierten Richtung den Horizontalwinkel von 90^0 mittels Winkelabstecker wiederholt abstecken und einen Fluchtstab längs eines im Abstand von 50 m querliegenden Maßstabes einweisen. Die eingewiesene Lage wurde abgelesen. Bei geübten Beobachtern ergab sich für einen Winkelspiegel der mittlere Absteckfehler („Winkelfehler") mit $\pm$ 2,3′ (*Zeitschr. f. Vermw. 1886, S. 26 f.*).

Lorber nennt das von Jordan und dann auch von ihm angewendete Verfahren das „Absteckungsverfahren". (*Diese Zeitschr. 8. S. 381 ff. 1888.*) Er findet nach diesem Verfahren den mittleren Absteckungsfehler für zwei gewöhnliche Winkelspiegel (mit vollem Einblick) mit $\pm$ 1,7′ und $\pm$ 1,2′, für einen Winkelspiegel mit fester Visur mit $\pm$ 0,7′ und für drei Winkelprismen mit $\pm$ 1,1′. Lorber bemerkt aber, daß das Absteckungsverfahren „umständlich" ist, weil hierbei außer dem zufälligen Fehler (dem eigentlichen Absteckungsfehler) auch der konstante Fehler des Instrumentes Einfluß nimmt und weil deshalb Rücksichten verschiedener Art, wie insbesondere die genaue zentrische Aufstellung über einem bestimmten Punkt, beobachtet werden müssen. Lorber bevorzugt sein „Einweisungsverfahren", wobei er den Winkelspiegel oder das Winkelprisma auf dem Meßtische aufliegen, also den Zentrierfehler ausschalten läßt. Er untersucht, mit welcher Unsicherheit ein Stab in die gegebene Visierebene eingewiesen wird und erklärt diese Unsicherheit als Absteckungsfehler. Nach diesem Einweisungsverfahren fand sich bei rd. 50 m Entfernung der mittlere Absteckungsfehler für zwei gewöhnliche Winkelspiegel (mit vollem Durchblick) mit 1,8′, für zwei Winkelspiegel mit fester Visur mit 0,6′, für drei Winkelprismen mit 0,9′. (Bei den gewöhnlichen Winkelspiegeln ist wohl wegen der Unebenheit der Spiegel und weil man nicht immer an der gleichen Stelle die Deckung

Der Winkelspiegel wurde freihändig gehalten und die Ablotung durch Senkel bewerkstelligt.

Die Untersuchung wurde auf den Fall der Koordinatenaufnahme mit auf dem Boden verzeichneter (abgeschnürter oder abgekreideter) Abszissenlinie nicht ausgedehnt. Bei dieser Art der Koordinatenaufnahme wird das Übereinstimmen des vom Beobachter unterm Winkelabstecker gehaltenen Schnurlotes mit der Abszissenrichtung (bzw. das Maß der Abweichung) zweckmäßig von einem Gehilfen beobachtet und angesagt.

Während bei der gewöhnlichen Koordinatenaufnahme mit auf dem Boden nicht bezeichneter Abszissenlinie[1]) die Fehler beim Abstecken der rechten Winkel sowohl die Abszissen- als auch die Ordinatenlängen merklich beeinflussen, kann bei der Koordinatenaufnahme mit auf dem Boden verzeichneter Abszissenrichtung — wenn dies mit größter Sorgfalt unter Anwendung von Theodolit und Schnur, etwa nach dem Muster der Berliner Stadtaufnahme[2]) geschieht — der Einfluß auf die Ordinatenlängen praktisch verschwinden.

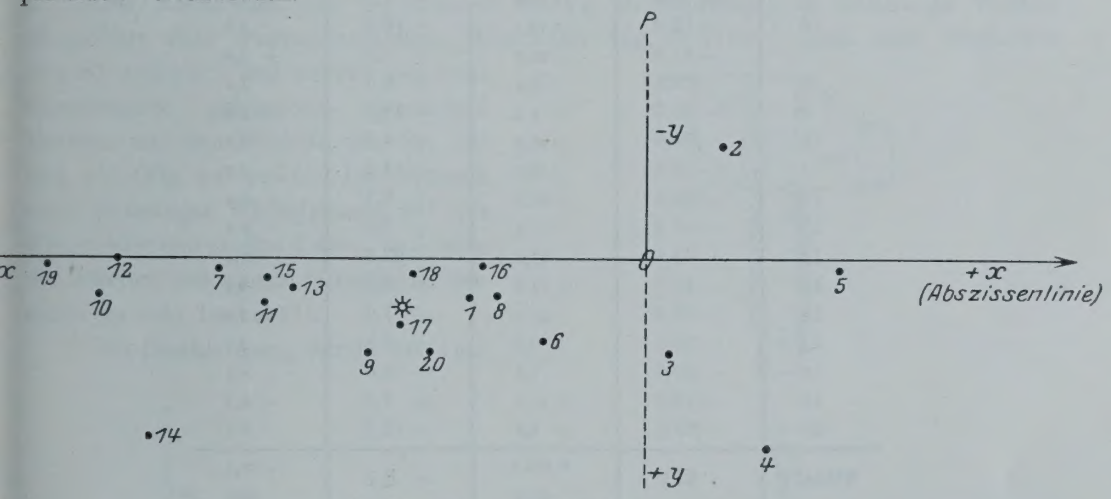


Fig. 2. (Originalgröße.)

Die Fig. 2 zeigt in natürlicher Größe die Ergebnisse der Beobachtungen mit dem Winkelspiegel. O ist der Scheitel des mit einem Theodolit abgesteckten rechten Winkels POx, dessen Schenkel ein Achsenkreuz bilden, für welches in der Natur $+x$ nach Norden (über n und N von Fig. 1), $+y$ nach Osten gewählt wurde. Die Punkte 1 bis 20 geben die Lage der mit Winkelspiegel abgesteckten rechten Winkel, also die

der Bilder vollbringt, der Absteckungsfehler größer als bei den Winkelspiegeln mit fester Visur.) Dieser zufällige Absteckungsfehler zeigt übrigens bei kürzeren Entfernungen ein Anwachsen, derart, daß er auf 18 m Entfernung für die gewöhnlichen Winkelspiegel 2,3′, für die Winkelspiegel mit fester Visur 1,1′ und für die Winkelprismen 1,4′ betrug. Lorber betont, daß die Winkelabstecker besonders sorgfältig aufgestellt waren, so daß die mittleren zufälligen Absteckungsfehler in der Praxis wohl größer anzunehmen sein werden.

Der konstante Fehler, den Lorber beim Einweisungsverfahren ausschalten ließ, wird bei Ermittlung des absoluten Wertes des abgesteckten Winkels nicht unberücksichtigt bleiben dürfen. Lorber fand z. B. bei der Untersuchung nach dem Absteckungsverfahren für die drei Winkelspiegel die konstanten Fehler (als Differenz aus wahrem Wert vermindert um mittleren Beobachtungswert) $+8{,}6'$, $-3{,}0'$ und $-3{,}2'$ und für die drei Winkelprismen: $-7{,}4'$, $-3{,}6'$ und $+1{,}9'$: das sind zum Teile sehr bemerkenswerte Fehler.

[1]) Es werden systemgemäß zunächst längs der ganzen Abszissenlinie alle Fußpunkte der Ordinaten verzeichnet, dann durchgehend die Abszissenlängen gemessen und nachher alle Ordinatenlängen.

[2]) *Zeitschr. f. Vermessungswesen 1880, S. 194.*

ermittelten Fußpunkte der Lotrechten vom Punkt P auf die Bezugsgerade (Abszissenlinie) Ox. In dem gewählten Koordinatensystem entsprechen positive Abszissenfehler Δx einer Vergrößerung der von einem bestimmten Ausgangspunkt gezählten Abszisse und positive Ordinatenfehler Δy einer Vergrößerung der vom Punkte P auf die Abszisse gefällten Ordinate.

Tabelle I. Winkelspiegel.

Beobachtungsdauer $11^h\ 25^m$ bis $11^h\ 35^m$ (10^m).

Punkt	Δx mm	v	Δy mm	v'
1	— 23,1	— 8,8	+ 5,0	+ 1,1
2	+ 10,0	— 41,9	— 15,1	+ 21,2
3	+ 2,9	— 34,8	+ 12,2	— 6,1
4	+ 15,9	— 47,8	+ 24,7	— 18,6
5	+ 25,3	— 57,2	+ 1,2	+ 4,9
6	— 13,2	— 18,7	+ 10,3	— 4 2
7	— 55,9	+ 24,0	+ 1,3	+ 4,8
8	— 19,5	— 12,4	+ 5,0	+ 1,1
9	— 36,3	+ 4,4	+ 12,3	— 6,2
10	— 71,9	+ 40,0	+ 4,9	+ 1,2
11	— 50,0	+ 18,1	+ 5,8	+ 0,3
12	— 69,5	+ 37,6	+ 0,1	+ 6,0
13	— 46,2	+ 14,3	+ 3,8	+ 2,3
14	— 65,3	+ 33,4	+ 23,5	— 17,4
15	— 49,7	+ 17,8	+ 2,7	+ 3,4
16	— 20,9	— 11,0	+ 1,0	+ 5,1
17	— 32,1	+ 0,2	+ 8,3	— 2,2
18	— 30,6	— 1,3	+ 2,0	+ 4,1
19	— 79,0	+ 47,1	+ 1,0	+ 5,1
20	— 28,0	— 3,9	+ 12,2	— 6,1
Mittel:	**— 31,9**	+ 236,9 — 237,8	**+ 6,1**	+ 60,6 — 60,8

Die Abszissen- und Ordinatenfehler Δx und Δy (Tabelle I) wurden mit Spitzzirkel und Transversalmaßstab sorgfältig gemessen. Als Mittelwerte für den Fehler der Absteckung folgten:

$$\text{Mittelwert } \Delta x = -31{,}9 \text{ mm} \quad \text{und Mittelwert } \Delta y = +6{,}1 \text{ mm}.$$

Bildet man die Differenzen v der beobachteten Δx gegenüber dem Mittelwert von Δx und die Differenzen v' der beobachteten Δy gegenüber dem Mittelwert von Δy derart, daß

$$v_1 = \text{Mittelwert } \Delta x - \Delta x_1; \qquad v_1' = \text{Mittelwert } \Delta y - \Delta y_1$$
$$v_2 = \text{Mittelwert } \Delta x - \Delta x_2; \qquad v_2' = \text{Mittelwert } \Delta y - \Delta y_2$$
$$\text{usw.} \qquad\qquad \text{usw.}$$

und bildet man dann:

$$m_x = \pm \sqrt{\frac{[v\,v]}{n-1}} \quad \text{und} \quad m_y = \pm \sqrt{\frac{[v'\,v']}{n-1}},$$

so folgt

$$m_x = \pm 30{,}0 \text{ mm} \quad \text{und} \quad m_y = \pm 8{,}6 \text{ mm}.$$

In bezug auf die Kontrollgleichung $[v] = 0$ bzw. $[v'] = 0$ wird bemerkt, daß die Berechnung auch mit zwei Dezimalen durchgeführt worden ist, wodurch sich eine Übereinstimmung der Summen positiver und negativer Verbesserungen bis auf Zehntel-Millimeter ergibt.

Während der Mittelwert für Δx auf konstante (einseitig wirkende) Fehler des Winkelabsteckers und der Mittelwert für Δy auf konstante Fehler beim Sich-Einstellen in die Richtung der Abszissenlinie und beim Absenkeln hinweisen, stellen m_x bzw. m_y die mittleren zufälligen Fehlereinflüsse dar.

Da die Lotlänge $l = 45{,}39$ m war, folgt der konstante Fehlereinfluß auf die Abszissenlänge im Winkelmaß (Fig. 3) mit

$$\varphi_1 = 3438 \cdot \frac{\text{Mittelwert } \Delta x}{l} = \frac{3438 \cdot (-31{,}9)}{45390} = -2' 25''$$

und der zufällige Fehlereinfluß auf die Abszissenlänge im Winkelmaß mit

$$\varphi_2 = 3438 \cdot \frac{m_x}{l} = \frac{3438 \times 30{,}0}{45390} = \pm 2' 16''.$$

2. Beobachtungen mit dem Hensoldtschen Kreuzvisier (ältere Form 1921).

Das Kreuzvisier der Optischen Werke M. Hensoldt & Söhne in Wetzlar (eingeführt vom wissenschaftlichen Mitarbeiter Ing. Stützer) dient zum Abstecken von 90 und 180° und besteht aus zwei übereinander gelagerten vierseitigen Prismen mit den Winkeln 90, 90, 135 und 45° (Fig. 4a und b). Im Vergleich zum dreiseitigen Winkelprisma hat das Kreuzvisier den großen Vorteil, daß keine der Flächen mit einem Silberbelag versehen zu sein braucht [1]).

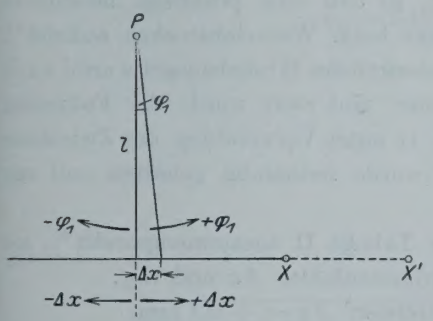


Fig. 3.

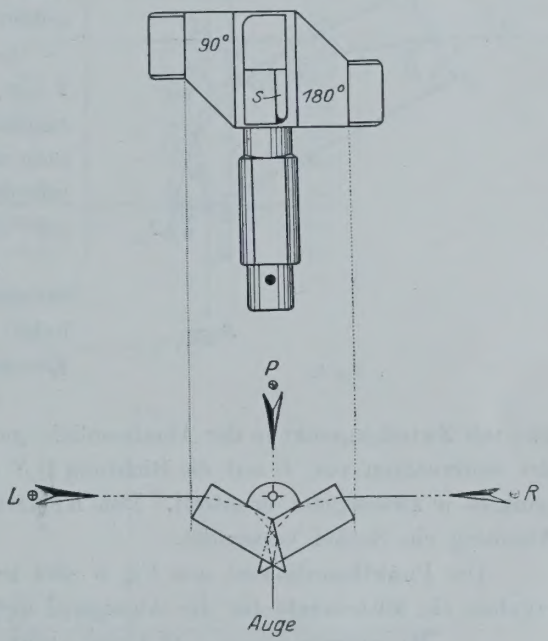


Fig. 4a und b.

Der Strahlengang durch das vierseitige Prisma des hier behandelten älteren Kreuzvisiers (Type 1921) ist in Fig. 5 dargestellt. Die direkte Visur ist dabei über das Prisma hinweg nach der Bezugsgeraden XX' gerichtet, während der seitliche Lichtstrahl von P in Punkt a eintritt und nach doppelter Reflexion in Punkt d austritt.

Aus Dreieck bCc, wo $\sphericalangle C = 135^0$, folgt der Winkel bei c mit

$$c = 180 - 135 - \beta = 45 - \beta,$$

und aus dem rechtwinkligen Hilfsdreieck cid ergibt sich der Winkel bei d mit

$$x = 90 - (c + 45^0) = \beta,$$

[1]) Den gleichen Vorteil hat das von Wollaston eingeführte und bei der *camera lucida* verwendete symmetrische vierseitige Winkelprisma mit den Winkeln: 90°, 135° und zweimal 67,5°. Dieses Prisma ist bei dem neueren Hensoldt-Kreuzvisier (Type 1924) angewendet.

was zur Folge hat, daß der Austrittswinkel des Lichtstrahles gleich ε ist. Endlich liefert das Viereck $A\,a\,S\,d$ den Absteckungswinkel w mit

$$w = 360 - 90 - (90 + \varepsilon) - (90 - \varepsilon) = 90^0.$$

Wie aus Fig. 4a ersichtlich, kann man durch eine in der Rückwand des Gehäuses hinter dem unteren Prisma befindliche fensterartige Öffnung (die Schauspalte s in Fig. 4a) ins Freie blicken und somit die Deckung mit dem Spiegelbild eines seitlichen Objektes unmittelbar unterhalb des oberen Prismas bewerkstelligen. (Beim Ausstecken eines Winkels von 180° kann man diese Öffnung mit dem Zeigefinger abdecken.) Die Decke des Gehäuses ist übrigens so schmal (unter 1 mm), daß auch über dem Instrumentchen gesehene Objekte mit dem Spiegelbild im oberen Prisma bequem, gut und sicher zur Deckung gebracht werden können. (Hingegen macht man bei dem später erwähnten Kreuzvisier, Type 1924 — wenn man über demselben mit freiem Blick nach Objekten visiert — die Erfahrung, daß die Gehäusedecke mit 2 mm schon zu stark dimensioniert ist: man empfindet das Deckblättchen als störend, wenn man das im oberen Prisma gesehene Spiegelbild mit dem darüber in freier Visur gesehenen Objekt zur Deckung bringt.)

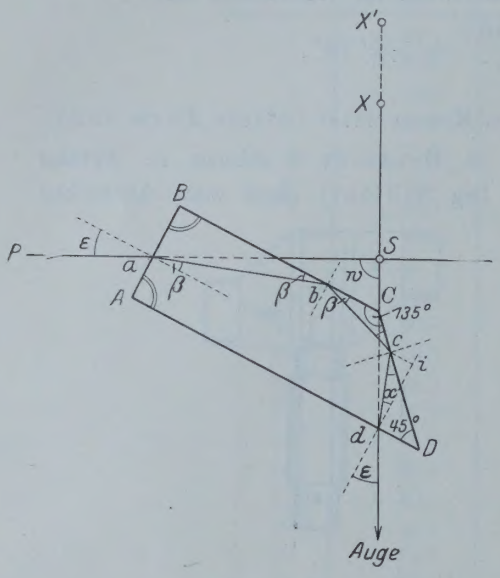


Fig. 5.

Aus Fig. 4b ist zu ersehen, daß der Strahlenschnitt nahe in der Achse der Handhabe liegt, so daß eine praktisch belanglose Exzentrizität beim Winkelabstecken auftritt[1]).

Gleichwie beim Winkelspiegel wurde auch hier mit Zwischenpunkt in der Abszissenlinie gearbeitet, und zwar wurde der Fußpunkt der Senkrechten von P auf die Richtung $O\,N$ (Fig. 1) unter Verwendung des Zwischenpunktes n zwanzigmal ermittelt. Das Kreuzvisier wurde freihändig gehalten und zur Ablotung ein Senkel verwendet.

Die Punktkoordinaten aus Fig. 6 sind in der Tabelle II zusammengestellt[2]); sie ergaben als Mittelwerte für die Abszissen- und Ordinatenfehler Δx und Δy:

Mittelwert $\Delta x = -19{,}2$ mm und Mittelwert $\Delta y = +0{,}1$ mm.

Weiter ergibt sich

$$m_x = \pm\sqrt{\frac{[v\,v]}{n-1}} = \pm 13{,}9 \text{ mm}$$

und

$$m_y = \pm\sqrt{\frac{[v'\,v']}{n-1}} = \pm 8{,}8 \text{ mm},$$

endlich der konstante Fehlereinfluß im Winkelmaß:

$$\varphi_1 = 3438\,\frac{(-19{,}2)}{45390} = -1'\,27''$$

---

[1]) Das Kreuzvisier älterer Form (Type 1921) ist näher beschrieben von Doležal in *Österr. Zeitschr. f. Vermw.* **19.** *S. 49—54. 1921*; von Hammer in *dieser Zeitschr.* **41.** *S. 191. 1921.*

[2]) Aus dieser Tabelle ersieht man auch, daß die Beobachtungen Nr. 18 und Nr. 20 zusammenfallendes Ergebnis hatten.

Tabelle II. Kreuzvisier Hensoldt, ältere Type.
Beobachtungsdauer $11^h\ 39^m$ bis $11^h\ 51^m$ (12^m).

Punkt	Δx mm	v	Δy mm	v'
1	— 28,4	+ 9,2	+ 17,5	— 17,5
2	— 3,4	— 15,8	+ 12,3	— 12,3
3	— 34,8	+ 15,6	— 20,6	+ 20,6
4	— 62,4	+ 43,2	— 17,4	+ 17,4
5	— 36,7	+ 17,5	— 7,2	+ 7,2
6	— 23,8	+ 4,6	+ 7,5	— 7,5
7	— 26,1	+ 6,9	— 0,8	+ 0,8
8	— 10,0	— 9,2	— 2,3	+ 2,3
9	— 10,6	— 8,6	+ 5,1	— 5,1
10	— 16,9	— 2,3	— 3,3	+ 3,3
11	— 16,8	— 2,4	+ 4,7	— 4,7
12	— 8,4	— 10,8	+ 2,3	— 2,3
13	— 24,1	+ 4,9	+ 4,3	— 4,3
14	— 6,5	— 12,7	— 1,0	+ 1,0
15	— 12,0	— 7,2	— 7,9	+ 7,9
16	— 9,1	— 10,1	— 1,9	+ 1,9
17	— 6,1	— 13,1	+ 2,2	— 2,2
18	— 15,3	— 3,9	+ 4,1	— 4,1
19	— 17,7	— 1,5	— 0,7	+ 0,7
20	— 15,3	— 3,9	+ 4,1	— 4,1
Mittel:	**— 19,2**	+ 101,9 — 101,5	**± 0,0**	+ 63,1 — 64,1

und der zufällige Fehlereinfluß im Winkelmaß:

$$\varphi_2 = 3438 \frac{13{,}9}{45\,390} = \pm 1'\,03''.$$

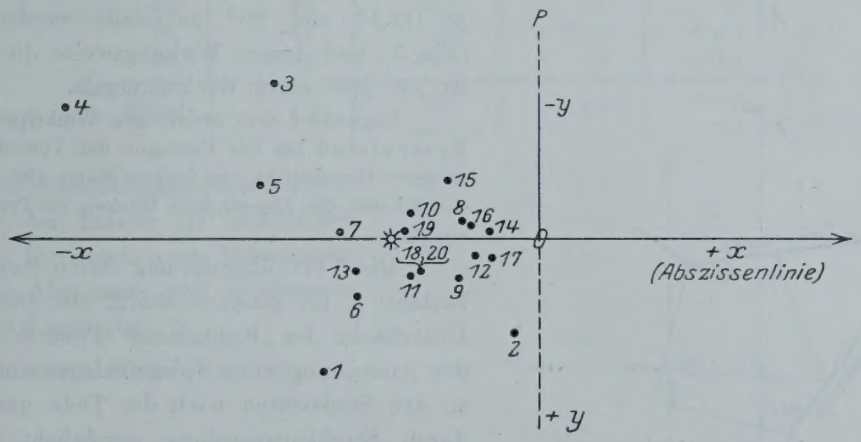


Fig. 6. (Originalgröße.)

Schließlich wird nochmals bemerkt, daß bei der vorstehenden Untersuchung mit nur einem Prisma bei Blickrichtung nach der mit Zwischenpunkt abgesteckten Abszissenlinie gearbeitet wurde, um die Untersuchungen mit den verschiedenen Winkelabsteckern möglichst gleichartig durchzuführen. Das Kreuzvisier ermöglicht aber auch die gleichzeitige bzw. unmittelbar aufeinanderfolgende Absteckung von 180°- und 90°-Winkeln, also das Abstecken von Ordinaten ohne Zwischenpunkt in der Abszissenlinie, so daß bei voller Ausnutzung der Leistungsfähigkeit des Kreuzvisiers der Beob-

achter beim Fällen von Ordinaten nach Aufstellung im schätzungsweise angenommenen Ordinatenfußpunkt, mit der Blickrichtung nach der Ordinate, sich zunächst mittels der Prismen in die Abszissenrichtung einstellt und sodann — das Instrumentchen seitlich nach rechts oder links bewegend — den rechten Winkel nach dem Ordinatenendpunkt absteckt. Der Beobachter benutzt also zunächst beide Prismen und bringt die Prismenbilder der beiden Endstäbe der Abszissenlinie zur Deckung, worauf er noch den Ordinatenendpunkt in direkter Sicht zur Deckung bringt. Man hat hier somit zweimal zur Deckung zu bringen.

Obzwar das gleichzeitige Abstecken von 180°- und 90°-Winkeln bei Arbeiten in der Ebene ohne Schwierigkeit vor sich geht, wird manchem Beobachter das Ordinatenfällen nach vorherigem Einschalten eines Zwischenpunktes in der Abszissenlinie und mit direkter Visur nach der Abszissenlinie angenehmer, unter Umständen — bei unklaren Abszissenendpunkten — auch exakter erscheinen. Zudem wird das letztere Verfahren bei wachsender Neigung der Abszissenlinie weit länger anwendbar bleiben. Da ferner die Ordinaten zumeist viel kürzer sind als die Abszissen, wird das Verfahren mit Zwischenpunkt und direkter Visur in Richtung einer langen Abszissenlinie zumeist leichter, glatter und manchmal auch rascher durchführbar sein. (Bei den Beobachtungen v. J. 1925 konnte zwar eine Zeitersparnis für das Verfahren mit direkter Visur nach der Abszissenlinie nicht sicher festgestellt werden, es waren aber bei Aufstellung inmitten des Beobachtungsfeldes die beiderseitigen Endpunkte der Abszissenlinie und der Endpunkt der Ordinate in nahe gleicher Entfernung (rd. 50 m) vom Beobachter. Außerdem herrschte überallhin gleich gute Beleuchtung und gleich guter Hintergrund.

3. Beobachtungen mit dem Steilsichten-Pentagon von Schellens.

Das Pentagonprisma von Vermessungsdirektor Schellens (Düsseldorf) ist eine Vervollkommnung des Pentagons von Goulier oder Prandtl[1]), das als abgeschnittenes vierseitiges Prisma mit den Winkeln 45°, 2 mal je 112,5° und 90° aufgefaßt werden kann (Fig. 7) und dessen Wirkungsweise die gleiche ist wie jene eines Winkelspiegels.

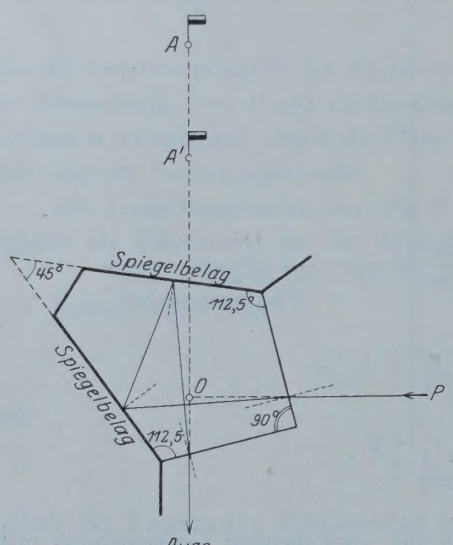


Fig. 7.

Gegenüber dem dreiseitigen Winkelprisma von Bauernfeind hat das Pentagon den Vorteil, daß es größeres Gesichtsfeld und hellere Bilder gibt und daß der Scheitel des abgesteckten Winkels ins Prisma hineinfällt.

Die Vervollkommnung durch Schellens besteht 1. im genauen Schliff der Ober- und Unterfläche des „Kantglases“ (Prismas) und in der Anordnung eines Spiegelbelages dortselbst, so daß Steilsichten nach der Tiefe und Höhe durch Strahlenspiegelung ermöglicht werden; 2. in der Abhaltung von Nebenstrahlen, die störende bewegliche Bilder ergeben, durch Anordnung von Blenden seitlich der beiden Schauflächen. Der Strahlengang der festen Strahlen ist in Fig. 7 dargestellt. Das Pentagon Schellens ist für die Aufnahme eines Lotstabes eingerichtet, den man zwischen zwei Fingern pendeln läßt[2]).

[1]) Prandtl, *Zeitschr. f. Vermw. 1890. S. 462 ff.*

[2]) Schellens, *Zeitschr. f. Vermw. 1909. S. 357 ff.* und *Allgem. Verm.-Nachr. 1925. S. 470 ff.*

Bei der Genauigkeitsuntersuchung wurde wieder — gleichwie bei den in den Abschnitten 1 und 2 erwähnten Untersuchungen — mit freihändig gehaltenem Instrument und mit Senkel (ohne Lotstab) gearbeitet, wozu bemerkt wird, daß das Arbeitsfeld in der Ebene lag. (Bei Steilsichten wird man sich mittels des frei pendelnden Lotstabes vor dem in diesen Fällen stärkeren Einfluß ausübenden Schiefstehen des Prismas schützen.) Es wurde auch wieder mit Zwischenpunkt n in der Abszissenlinie ON gearbeitet, um die Gleichwertigkeit der Beobachtungen mit den verschiedenen Winkelabsteckern so gut als möglich zu erreichen.

Tabelle III. Steilsichten-Pentagon Schellens.
Beobachtungsdauer $11^h\ 55^m$ bis $12^h\ 07^m$ (12^m).

Punkt	Δx mm	v	Δy mm	v'
1	— 9,6	+ 5,4	— 6,2	+ 1,9
2	— 13,1	+ 8,9	— 31,1	+ 26,8
3	— 27,1	+ 22,9	— 16,9	+ 12,6
4	— 13,2	+ 9,0	— 8,0	+ 3,7
5	— 12,9	+ 8,7	— 8,5	+ 4,2
6	— 5,2	+ 1,0	— 3,3	— 1,0
7	— 12,3	+ 8,1	— 10,1	+ 5,8
8	+ 6,8	— 11,0	— 2,8	— 1,5
9	— 2,4	— 1,8	— 5,8	+ 1,5
10	— 3,1	— 1,1	+ 6,1	— 10,4
11	+ 8,4	— 12,6	+ 7,7	— 12,0
12	+ 12,7	— 16,9	— 2,2	— 2,1
13	+ 3,8	— 8,0	+ 2,5	— 6,8
14	+ 3,7	— 7,9	+ 4,9	— 9,2
15	— 5,3	+ 1,1	+ 6,0	— 10,3
16	— 11,5	+ 7,3	— 3,9	— 0,4
17	— 2,8	— 1,4	+ 1,8	— 6,1
18	+ 9,8	— 14,0	+ 2,2	— 6,5
19	— 14,1	+ 9,9	— 20,0	+ 15,7
20	+ 2,5	— 6,7	+ 1,6	— 5,9
Mittel:	— 4,2	+ 82,3 — 81,4	— 4,3	+ 72,2 — 72,2

Die Punktkoordinaten aus Fig. 8 sind in der Tabelle III zusammengestellt. Sie ergeben als Mittelwerte für die Abszissen- und Ordinatenfehler Δx und Δy:

Mittelwert $\Delta x = -4{,}2$ mm

und

Mittelwert $\Delta y = -4{,}3$ mm.

Es folgt weiter:

$$m_x = \pm \sqrt{\frac{[v\,v]}{n-1}} = \pm 10{,}1 \text{ mm}$$

und

$$m_y = \pm \sqrt{\frac{[v'\,v']}{n-1}} = \pm 9{,}7 \text{ mm},$$

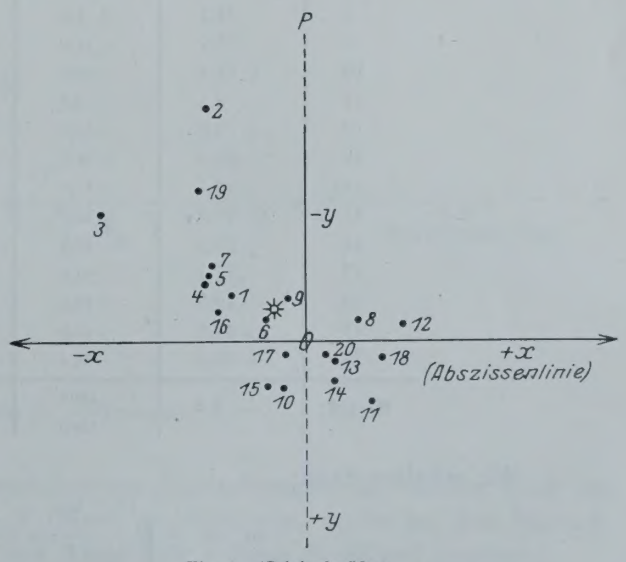


Fig. 8. (Originalgröße.)

endlich der konstante Fehlereinfluß im Winkelmaß:

$$\varphi_1 = 3438 \frac{(-4{,}2)}{45390} = -19''$$

und der zufällige Fehlereinfluß im Winkelmaß:

$$\varphi_2 = 3438 \frac{10{,}1}{45390} = \pm 46''.$$

Bemerkt wird noch, daß ich gelegentlich der vorstehend mitgeteilten Genauigkeitsuntersuchung auch die vortreffliche Eignung des Pentagons von Schellens für Steilsichten bergauf und bergab feststellen konnte.

II. Beobachtungen vom Mai 1925.

Im Mai 1925 wurden in genau gleicher Art wie im Mai 1924 Beobachtungen ausgeführt, einerseits mit dem schon untersuchten Pentagon von Schellens, anderseits mit dem neuen Kreuzvisier von Hensoldt (Type 1924).

3a. Beobachtungen mit dem Steilsichtenpentagon von Schellens.

Die Punktkoordinaten aus Fig. 9 sind in der Tabelle IV enthalten. Sie ergeben als Mittelwerte für die Abszissen- und Ordinatenfehler Δx und Δy:

Mittelwert $\Delta x = -3{,}9$ mm und Mittelwert $\Delta y = +4{,}1$ mm.

Tabelle IV. Steilsichtenpentagon Schellens.
(Winkel: West (P)—Standort—Nord.)
Beobachtungsdauer $10^h\,45^m$ bis $10^h\,52^m$ (7^m).

Punkt	Δx mm	v	Δy mm	v'
1	−16,0	+12,1	+ 1,4	+ 2,7
2	− 5,9	+ 2,0	+ 1,7	+ 2,4
3	−13,6	+ 9,7	+10,3	− 6,2
4	−14,8	+10,9	+ 3,2	+ 0,9
5	−24,3	+20,4	+ 0,6	+ 3,5
6	−20,7	+16,8	+ 1,5	+ 2,6
7	− 7,1	+ 3,2	+ 7,2	− 3,1
8	−11,7	+ 7,8	+11,6	− 7,5
9	−18,7	+14,8	+ 1,6	+ 2,5
10	+15,4	−19,3	+ 3,1	+ 1,0
11	− 9,1	+ 5,2	+ 2,9	+ 1,2
12	+12,8	−16,7	+ 9,6	− 5,5
13	−18,4	+14,5	+ 2,7	+ 1,4
14	+13,4	−17,3	± 0,0	+ 4,1
15	+10,8	−14,7	+ 7,2	− 3,1
16	+29,3	−33,2	+ 2,8	+ 1,3
17	+ 7,1	−11,0	+ 9,0	− 4,9
18	+19,5	−23,4	+ 8,1	− 4,0
19	−44,8	+40,9	− 6,0	+10,1
20	+18,6	−22,5	+ 2,6	+ 1,5
Mittel:	**− 3,9**	+158,3 −158,1	**+ 4,1**	+35,2 −34,3

Wir erhalten dann:

$$m_x = \pm \sqrt{\frac{[vv]}{n-1}} = \pm 18{,}8 \text{ mm}$$

und

$$m_y = \pm \sqrt{\frac{[v'v']}{n-1}} = \pm 4{,}3 \text{ mm},$$

ferner den konstanten Fehlereinfluß im Winkelmaß:

$$\varphi_1 = 3438' \frac{(-3{,}9)}{45000} = -18''$$

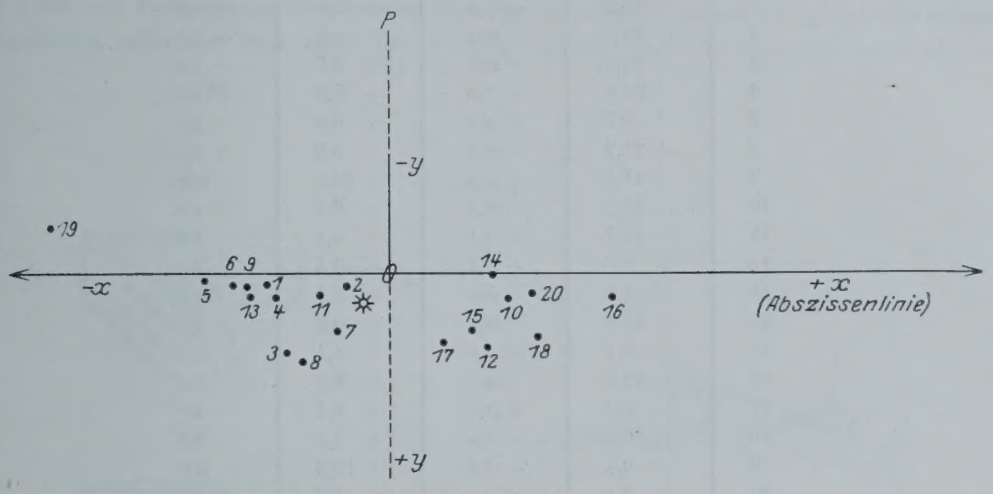


Fig. 9. (Originalgröße.)

und den zufälligen Fehlereinfluß im Winkelmaß:

$$\varphi_2 = 3438 \frac{18{,}8}{45000} = \pm 1'26''.$$

3b. Weitere Beobachtungen mit dem Steilsichtenpentagon von Schellens.

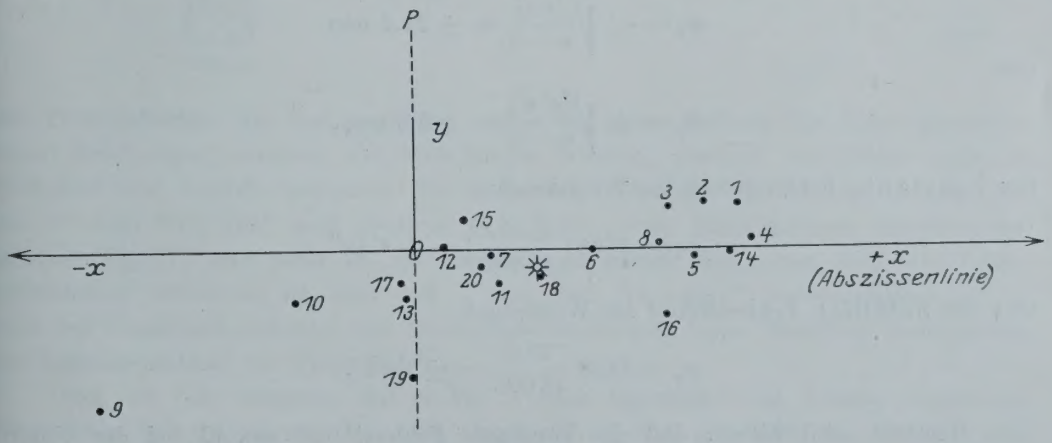


Fig. 10. (Originalgröße.)

Während bei allen bisher beschriebenen Beobachtungen der direkte Blick des Beobachters über n (Fig. 1) gegen N (Nord) gerichtet war, wurde bei den Beobachtungen von Fig. 10 und Tabelle V mit Blick über s gegen S (Süden) gearbeitet.

Tabelle V. Steilsichtenpentagon Schellens.
(Winkel: Süd—Standort—West (*P*).)
Beobachtungsdauer $10^h\ 55^m$ bis $11^h\ 04^m$ (9^m).

Punkt	Δx mm	v	Δy mm	v'
1	+ 42,0	− 26,2	− 6,1	+ 8,4
2	+ 37,8	− 22,0	− 6,2	+ 8,5
3	+ 33,2	− 17,4	− 5,5	+ 7,8
4	+ 43,9	− 28,1	− 1,5	+ 3,8
5	+ 36,4	− 20,6	+ 0,7	+ 1,6
6	+ 22,8	− 7,0	± 0,0	+ 2,3
7	+ 9,7	+ 6,1	+ 0,4	+ 1,9
8	+ 31,7	− 15,9	− 0,9	+ 3,2
9	− 41,5	+ 57,3	+ 20,5	− 18,2
10	− 15,7	+ 31,5	+ 6,1	− 3,8
11	+ 11,7	+ 4,1	+ 4,1	− 1,8
12	+ 3,6	+ 12,2	− 0,5	+ 2,8
13	− 1,0	+ 16,8	+ 6,1	− 3,8
14	+ 41,1	− 25,3	+ 0,2	+ 2,1
15	+ 6,1	+ 9,7	− 4,1	+ 6,4
16	+ 32,5	− 16,7	+ 8,2	− 5,9
17	− 2,0	+ 17,8	+ 4,1	− 1,8
18	+ 16,2	− 0,4	+ 3,2	− 0,9
19	− 0,5	+ 16,3	+ 16,3	− 14,0
20	+ 8,4	+ 7,4	+ 1,9	+ 0,4
Mittel:	**+ 15,8**	+ 179,2 − 179,6	**+ 2,3**	+ 49,2 − 50,2

Die Punktkoordinaten aus Fig. 10 sind in der Tabelle V zusammengestellt. Sie ergeben als Mittelwerte für die Abszissen- und Ordinatenfehler Δx und Δy:

$$\text{Mittelwert } \Delta x = +15{,}8 \text{ mm} \quad \text{und} \quad \text{Mittelwert } \Delta y = +2{,}4 \text{ mm}.$$

Danach ergibt sich:

$$m_x = \pm \sqrt{\frac{[v\,v]}{n-1}} = \pm 22{,}2 \text{ mm}$$

und

$$m_y = \pm \sqrt{\frac{[v'\,v']}{n-1}} = \pm 6{,}9 \text{ mm},$$

der konstante Fehlereinfluß im Winkelmaß:

$$\varphi_1 = 3438 \left(\frac{+15{,}8}{45\,000}\right) = +1'\,12''$$

und der zufällige Fehlereinfluß im Winkelmaß:

$$\varphi_2 = 3438 \frac{22{,}2}{45\,000} = \pm 1'\,42''.$$

Bemerkt wird hierzu, daß der konstante Fehlereinfluß sowohl bei der Untersuchung (3a) als auch bei der vorliegenden Untersuchung (3b) auf eine Verkleinerung des abgesteckten Winkels hinwirkt, wie dies auch aus den Fig. 9 und 10 hervorgeht. (Die Verschiedenheit der Vorzeichen ist eine Folge der Verschiedenheit der Blickrichtung — bei (3a) gegen Norden, bei (3b) gegen Süden.) Der größere Unterschied im konstanten Fehler der Untersuchungen (3a) und (3b) ist wohl auf die übliche ge-

wöhnliche Absteckung der beiden Abszissenlinienäste durch je zwei Fluchtstäbe und durch den je nach Umständen (Beleuchtung usw.) wechselnden Fehler beim Sicheinstellen in die Abszissenrichtung zurückzuführen.

4. Das neue Kreuzvisier Hensoldt (Type 1924).

Das im Abschnitt I unter Punkt 2 geschilderte Kreuzvisier Type 1921 wird nicht mehr erzeugt. Die Optischen Werke Hensoldt & Söhne liefern vielmehr seit 1924 ein verbessertes Kreuzvisier, das ebenso einfach gebaut ist, gleichfalls keinen Spiegelbelag erfordert und noch den Vorzug besitzt, daß die Strahlen senkrecht zu

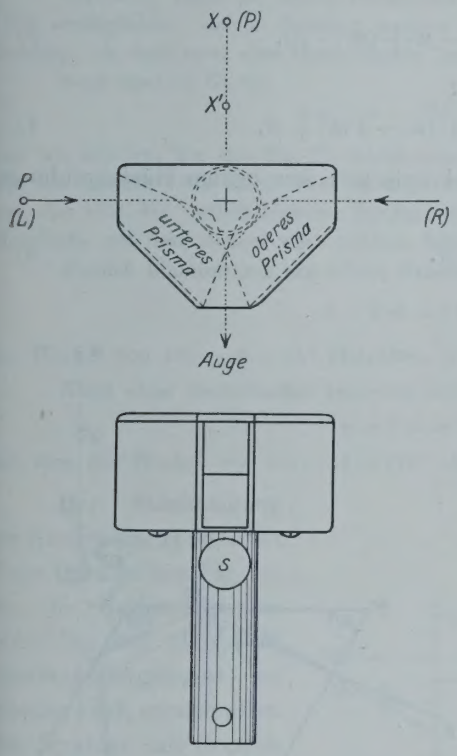


Fig. 11.

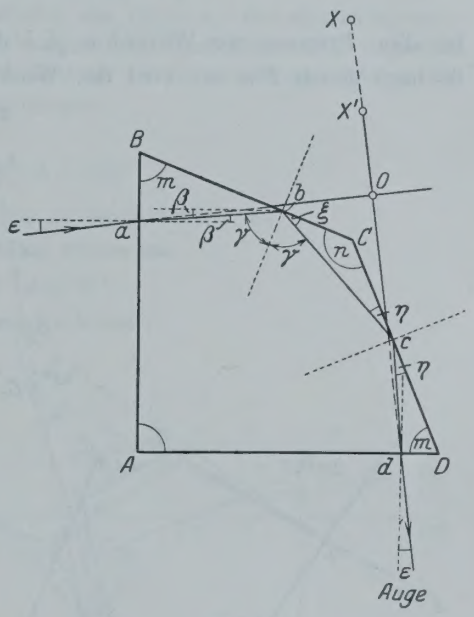


Fig. 12.

den Prismenflächen ein- und austreten, daher bei guter Haltung des Instrumentchens keine Brechungen, sondern nur Reflexionen erleiden, wodurch die Bilder noch an Helligkeit und Schärfe gewinnen. Es sind zwei vierseitige Wollaston-Prismen (mit den Winkeln 90^0, 135^0 und zweimal $67^1/_2{}^0$) in einem Metallgehäuse übereinandergelagert (Fig. 11), und zwar ist die Lagerung so sicher und genau, daß kein Richtschräubchen notwendig ist, und daß — wie Prof. Hammer[1]) hervorgehoben hat — auch das Auseinandernehmen und Wiederzusammensetzen keine merkliche Veränderung des Instrumentchens zur Folge hat[2]).

Das von mir bezogene und in Fig. 11 nach Draufsicht und Ansicht abgebildete Kreuzvisier hat im oberen Teil des Handgriffs knapp unterhalb der Prismen eine kreisförmige Öffnung (das Sehloch *s*), so daß eine direkte Visur nicht nur oberhalb der Prismen, sondern auch unterhalb derselben ermöglicht ist.

---

[1]) *Diese Zeitschr.* **44.** *S. 278. 1924.*

[2]) Während des Druckes wird bekannt, daß das neue Kreuzvisier Hensoldt (Type 1924) auf eine Anregung des Prof. Dr. Hohenner zurückzuführen ist. *Allg. Verm.-Nachrichten.* **38.** *S. 244. 192*

Der Strahlengang in einem symmetrischen, vierseitigen Winkelprisma mit einem Winkel von 135^0 — wie es Wollaston eingeführt hat — ist in Fig. 12 dargestellt. Der Einfallswinkel ε ist im allgemeinen klein; er wird zumeist Null gesetzt werden können.

Aus Fig. 12 liest man:

$$\gamma = m - \beta. \tag{1}$$

Ferner ist im Dreieck bCc der Winkel bei b:

$$\xi = 90 - \gamma = 90 - (m - \beta) \tag{2}$$

und der Winkel bei c:

$$\eta = 180 - n - \xi = 90 - n + (m - \beta). \tag{3}$$

Endlich ist im Dreieck cdD der Winkel bei d:

$$d = 180 - m - \eta = 90 + (n - 2m) + \beta. \tag{4}$$

In allen Prismen, wo Winkel n (d. i. der Winkel zwischen den beiden Rückstrahlungsflächen) gleich $2m$ ist, wird der Winkel d:

$$d = 90 + \beta. \tag{5}$$

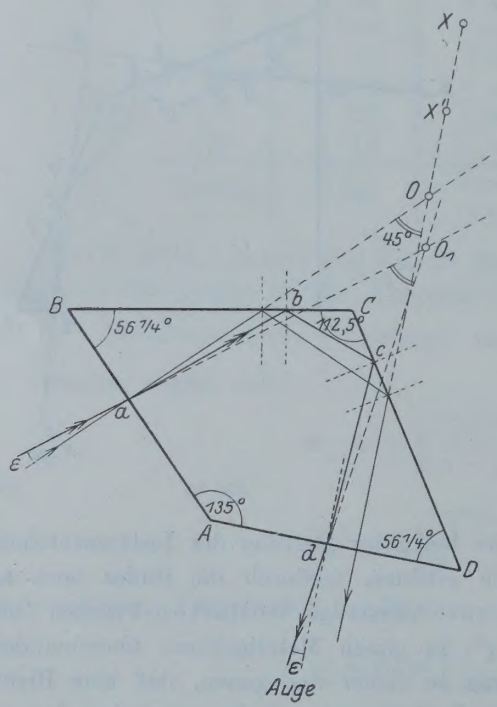


Fig. 13.

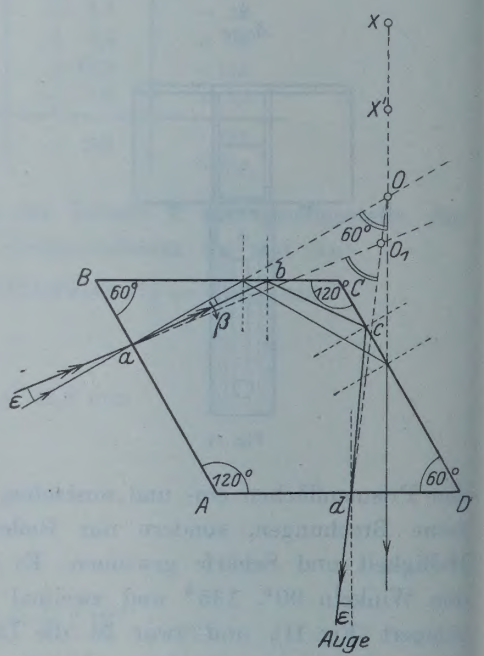


Fig. 14.

Das gilt für den Fall, wo im Dreieck aBb der Winkel bei $a = 90 - \beta$ ist, während im Falle, wo $a = 90 + \beta$ ist, der Winkel

$$d = 90 - \beta \tag{5'}$$

wird. Hieraus folgt, daß bei allen Prismen, wo

$$\boldsymbol{n = 2m} \tag{6}$$

ist, der austretende Strahl unter dem gleichen Winkel aus dem Prisma austritt, wie er in das Prisma eingetreten ist.

Aus dem Viereck $AaOd$ ergibt sich sodann der abzusteckende Winkel w mit:

$$w = 360 - (A + 90 \pm \beta + 90 \mp \beta) = 180 - A. \qquad 7)$$

Beim Wollastonschen Prisma, das beim Kreuzvisier Type 1924 Anwendung findet, ist nun $n = 2\,m = 135^0$ und

$$A = 90^0, \qquad 8)$$

daher ist auch der abgesteckte Winkel

$$m = 90^0. \qquad 9)$$

Die Gl. 6) führt zu neuen Prismenformen, die die Absteckung fester Winkel von 60°, 45°, 120° ermöglichen. Solche Prismen werden zwar für die Praxis kaum oder nur selten in Frage kommen, sie verdienen aber theoretisches Interesse.

Setzt man in Gl. 6):

$$n = 2\,m = 120^0, \text{ so wird auch } A = 120^0$$

und wir können, wie aus Fig. 13 entnehmbar ist, den Winkel von $180 - A = 60^0$ abstecken, wobei wir die direkte Visur nach zwei in der Abszissenachse aufgestellten Fluchtstäben XX' zu richten und das Bild des seitlich hinterm Rücken stehenden Objektes zur Deckung zu bringen hätten. Die Handhabe mit dem Senkel wäre unterm Scheitel O anzubringen.

Ähnlich könnten wir mit einem Prisma, bei dem

$$n = 2\,m = 112\,^1/_2{}^0 \quad \text{und} \quad A = 135^0$$

ist, Winkel von $180 - A = 45^0$ abstecken, wie dies in Fig. 14 veranschaulicht ist.

Nicht ohne theoretisches Interesse erscheint auch ein Prisma mit

$$n = 2\,m = 150^0 \quad \text{und} \quad A = 60^0,$$

mit dem der Winkel von $180 - A = 120^0$ abgesteckt werden könnte.

Der Strahlengang im Kreuzvisier Hensoldt Type 1924 ist aus Fig. 15, wo die beiden Prismen $ABCD$ und $A'B'C'D'$ übereinandergelagert zu denken sind, entnehmbar. Die Strahlen mit Doppelpfeil geben den normalen Strahlengang und man sieht, daß man aufeinanderfolgend 180°- und 90°-Winkel abstecken, d. h. sich zunächst in die Abszissenlinie (AA') einrichten und sodann das „Anwinkeln" nach dem mit freier Visur oberhalb und unterhalb der Prismen geschauten Objekt (X) durchführen kann.

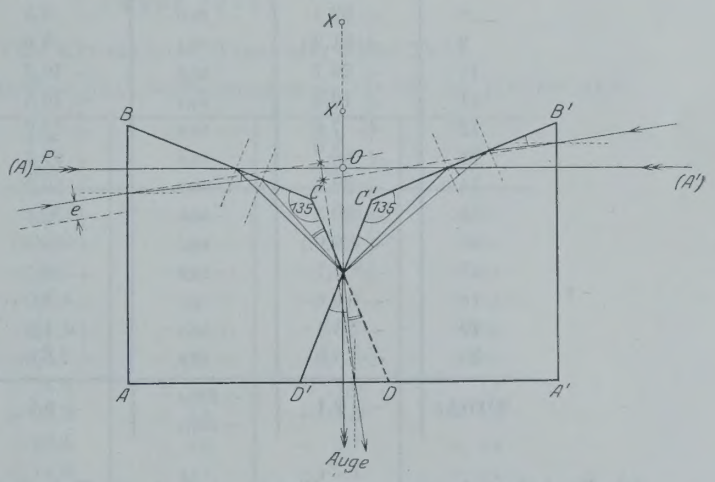


Fig. 15.

Natürlich kann man auch nur mit einem Prisma das „Anwinkeln" besorgen: in diesem Falle ist XX' die Richtung der Abszissenlinie, in welche man sich mit freier Visur einzurichten hat, und das Anwinkeln erfolgt durch das eine der Prismen nach dem seitlichen Punkt P (links) bzw. A' (rechts).

Man ersieht aus der Fig. 15, daß auch bei schief zur Eintrittsfläche (AB) auffallenden Strahlen (in der Zeichnung mit einem Pfeil gekennzeichnet) die Winkel von

180° und 90° abgesteckt werden. Hier entsteht eine unbedeutende Exzentrizität (e) am Scheitel des abgesteckten Winkels; es fällt aber wohl nicht schwer, den normalen (durch Doppelpfeil gekennzeichneten) Strahlengang praktisch genügend genau einzuhalten.

4a. Beobachtungen mit dem neuen Kreuzvisier Hensoldt (Type 1924).

Meine Probeabsteckungen mit dem Hensoldt-Kreuzvisier Type 1924 habe ich zunächst wieder mit Anwendung nur eines Prismas durchgeführt: der direkte Blick war beim Beobachten über n (Fig. 1) gegen N (Nord) gerichtet und das Prismenbild von P (links) wurde zur Deckung gebracht.

Tabelle VI. Kreuzvisier Hensoldt Type 1924.
(Winkel: West (P)—Standort—Nord.)
Beobachtungsdauer $10^h\ 15^m$ bis $10^h\ 35^m$ (20^m).

Punkt	Δx mm	v	Δy mm	v'
1	— 5,5	— 3,6	+ 11,0	— 1,2
2	— 91,8	+ 82,7	— 10,3	+ 20,1
3	— 46,9	+ 37,8	+ 9,6	+ 0,2
4	— 33,9	+ 24,8	— 3,8	+ 13,6
5	— 61,5	+ 52,4	+ 2,6	+ 7,2
6	— 52,9	+ 43,8	+ 5,4	+ 4,4
7	— 42,5	+ 33,4	+ 10,9	— 1,1
8	— 32,1	+ 23,0	+ 6,4	+ 3,4
9	+ 51,3	— 60,4	+ 9,6	+ 0,2
10	+ 24,1	— 33,2	+ 16,3	— 6,5
11	+ 12,3	— 21,4	+ 16,5	— 6,7
12	+ 7,8	— 16,9	+ 13,2	— 3,4
13	+ 36,7	— 45,8	+ 21,3	— 11,5
14	+ 22,2	— 31,3	+ 10,0	— 0,2
15	+ 30,5	— 39,6	+ 22,4	— 12,6
16	+ 29,0	— 38,1	+ 19,4	— 9,6
17	+ 3,7	— 12,8	+ 18,7	— 8,9
18	— 10,6	+ 1,5	+ 8,0	+ 1,8
19	— 25,1	+ 16,0	+ 4,5	+ 5,3
20	+ 3,9	— 13,0	+ 5,0	+ 4,8
Mittel:	**— 9,1**	+ 315,4 — 316,1	**+ 9,8**	+ 61,0 — 61,7

Die Punktkoordinaten aus Fig. 16 sind in die Tabelle VI übertragen. Sie ergeben als Mittelwerte für die Abszissen- und Ordinatenfehler Δx und Δy (entsprechend dem durch Stern in Fig. 16 gekennzeichneten Punkt):

Mittelwert von $\Delta x = -9{,}1$ mm und Mittelwert von $\Delta y = +9{,}8$ mm.

Wir erhalten ferner:

$$m_x = \pm \sqrt{\frac{[v\,v]}{n-1}} = \pm 38{,}0 \text{ mm},$$

$$m_y = \pm \sqrt{\frac{[v'\,v']}{n-1}} = \pm 8{,}2 \text{ mm}.$$

Der konstante Fehlereinfluß im Winkelmaß ist:

$$\varphi_1 = 3438' \frac{(-9{,}1)}{45000} = -41'',$$

und der zufällge Fehlereinfluß im Winkelmaß:

$$\varphi_2 = 3438 \cdot \frac{(\pm 38{,}0)}{45000} = \pm 2' 54''.$$

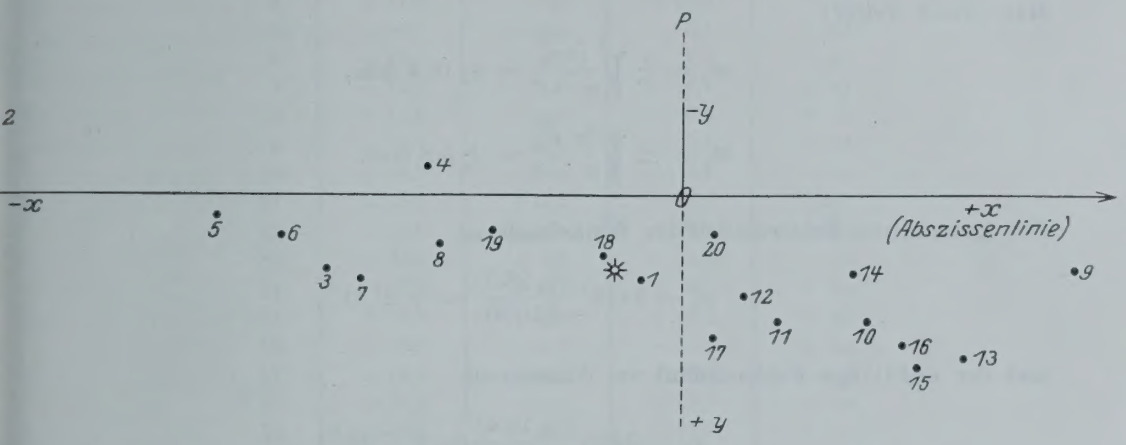


Fig. 16. (Originalgröße.)

4b. Weitere Beobachtungen mit dem neuen Kreuzvisier Hensoldt (Type 1924).

Tabelle VII. Kreuzvisier Hensoldt, Type 1924.

(Winkel: Süd-Standpunkt-West [*P*].) Beobachtungsdauer $11^h\ 07^m$ bis $11^h\ 18^m$ (11^m).

Punkt	Δx mm	v	Δy mm	v'
1	+ 39,4	− 10,7	− 3,3	− 0,1
2	+ 17,9	+ 10,8	+ 6,6	− 10,0
3	+ 54,7	− 26,0	− 6,8	+ 3,4
4	+ 29,4	− 0,7	− 4,7	+ 1,3
5	+ 61,4	− 32,7	− 16,2	+ 12,8
6	+ 56,0	− 27,3	− 16,8	+ 13,4
7	+ 21,6	+ 7,1	− 1,6	− 1,8
8	+ 25,3	+ 3,4	+ 1,5	− 4,9
9	+ 23,4	+ 5,3	− 6,7	+ 3,3
10	+ 14,6	+ 14,1	− 5,1	+ 1,7
11	+ 5,1	+ 23,6	− 3,7	+ 0,3
12	+ 11,8	+ 16,9	− 1,6	− 1,8
13	+ 13,6	+ 15,1	± 0,0	− 3,4
14	+ 18,8	+ 9,9	− 0,3	− 3,1
15	+ 35,8	− 7,1	+ 3,4	− 6,8
16	+ 26,5	+ 2,2	− 7,7	+ 4,3
17	+ 16,5	+ 12,2	− 4,6	+ 1,2
18	+ 16,7	+ 12,0	− 0,9	− 2,5
19	+ 33,1	− 4,4	+ 4,1	− 7,5
20	+ 52,0	− 23,3	− 3,7	+ 0,3
Mittel:	**+ 28,7**	+ 132,6 − 132,2	**− 3,4**	+ 42,0 − 41,9

1. Bei den Beobachtungen von Fig. 17 wurde mit Blick über s (Fig. 1) gegen S (Süden) — also im Vergleich zu den Beobachtungen von Abschnitt 4a mit entgegengesetzter Blickrichtung gearbeitet.

Die in Tabelle VII aus Fig. 17 zusammengestellten Punktkoordinaten ergeben als Mittelwerte für die Abszissen- und Ordinatenfehler Δx und Δy:

Mittelwert von $\Delta x = +28{,}7$ mm und Mittelwert von $\Delta y = -3{,}4$ mm.

Man erhält weiter:

$$m_x = \pm \sqrt{\frac{[v\,v]}{n-1}} = \pm 16{,}4 \text{ mm},$$

$$m_y = \pm \sqrt{\frac{[v'\,v']}{n-1}} = \pm 5{,}8 \text{ mm}.$$

Der konstante Fehlereinfluß im Winkelmaß ist:

$$\varphi_1 = 3438' \frac{(+28{,}7)}{45000} = +2'\,11'',$$

und der zufällige Fehlereinfluß im Winkelmaß:

$$\varphi_2 = 3438 \frac{(\pm 16{,}4)}{45000} = \pm 1'\,15''.$$

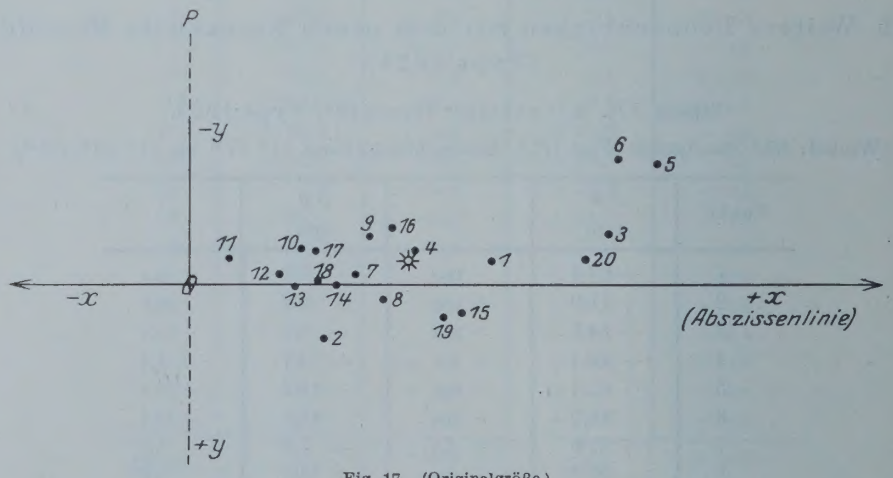


Fig. 17. (Originalgröße.)

2. Bei den Beobachtungen von Fig. 18 wurden unterschiedlich von allen vorhergegangenen Beobachtungen beide Prismen gleichzeitig verwendet, d. h. das Ordinatenfällen wurde so vollzogen, daß man sich zunächst mit Hilfe des Instrumentes in die Richtung der Abszissenlinie einstellte (also den Winkel von 180^0 aussteckte) und sodann durch seitliche Verschiebung den Fußpunkt der Senkrechten von P ermittelte. Das Abstecken von Zwischenpunkten innerhalb der Bezugsgeraden (Abszissenlinie) entfällt hier, was unter Umständen, namentlich bei kürzeren Bezugsgeraden und in der Ebene, als Vorteil gelten kann. Man visiert in der Richtung der Ordinate (im Gegensatze zur Methode bei Anwendung nur eines Prismas, wo in der Richtung der Abszissenlinie visiert wird).

Tabelle VIII. Kreuzvisier Hensoldt, Type 1924.

(Direkte Visur in Richtung der Ordinate.) Beobachtungsdauer: $11^h\ 25^m$ bis $11^h\ 37^m$ (12^m).

Punkt	Δx mm	v	Δy mm	v'
1	+ 25,5	+ 0,4	— 4,8	+ 8,6
2	+ 28,4	— 2,5	— 3,1	+ 6,9
3	+ 53,4	— 27,5	— 11,3	+ 15,1
4	+ 31,9	— 6,0	+ 14,3	— 10,5
5	+ 36,8	— 10,9	— 3,1	+ 6,9
6	+ 31,5	— 5,6	+ 7,3	— 3,5
7	+ 11,6	+ 14,3	— 4,6	+ 8,4
8	+ 15,6	+ 10,3	— 0,4	+ 4,2
9	+ 4,7	+ 21,2	+ 7,6	— 3,8
10	+ 44,5	— 18,6	+ 5,6	— 1,8
11	— 22,6	+ 48,5	— 8,3	+ 12,1
12	+ 45,6	— 19,7	+ 20,3	— 16,5
13	+ 20,0	+ 5,9	— 4,2	+ 8,0
14	— 0,2	+ 26,1	+ 9,2	— 5,4
15	+ 6,6	+ 19,3	— 2,4	+ 6,2
16	+ 66,6	— 40,7	— 1,8	+ 5,6
17	— 14,8	+ 40,7	+ 15,7	— 11,9
18	+ 26,3	— 0,4	+ 9,9	— 6,1
19	+ 55,0	— 29,1	+ 17,5	— 13,7
20	+ 52,2	— 26,3	+ 13,4	— 9,6
Mittel:	**+ 25,9**	+ 186,7 — 187,3	**+ 3,8**	+ 82,0 — 82,8

Die in Tabelle VIII aus Fig. 18 zusammengestellten Punktkoordinaten ergeben als Mittelwerte für die Abszissen- und Ordinatenfehler Δx und Δy entsprechend dem durch Stern in Fig. 18 gekennzeichneten Punkt:

Mittelwert von $\Delta x = +25{,}9$ mm und Mittelwert von $\Delta y = +3{,}8$ mm.

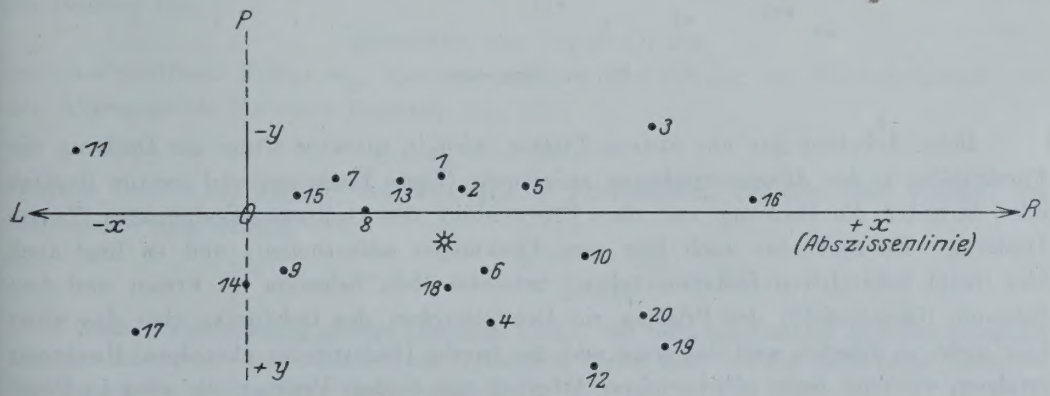


Fig. 18. (Originalgröße.)

Es folgt dann:

$$m_x = \pm \sqrt{\frac{[v\,v]}{n-1}} = \pm 23{,}8 \text{ mm}$$

$$m_y = \pm \sqrt{\frac{[v'\,v']}{n-1}} = \pm 9{,}4 \text{ mm}.$$

Der konstante Fehlereinfluß im Winkelmaß ist:

$$\varphi_1 = 3438' \frac{(+\,25{,}9)}{45\,000} = +\,1'\,59'',$$

und der zufällige Fehlereinfluß im Winkelmaß:

$$\varphi_2 = 3438' \frac{(\pm\,23{,}8)}{45\,000} = \pm\,1'\,49''.$$

Das bei der Koordinatenaufnahme vorkommende Fällen der Senkrechten von aufzunehmenden Detailpunkten auf die Bezugsgerade (Abszissenlinie) erscheint in der hier geschilderten Art und Weise — also mit Benutzung beider Prismen — zunächst wohl recht vorteilhaft. Ich möchte aber auf Grund meiner Erfahrungen doch für viele Fälle die Methode mit Benutzung nur eines Prismas und vorherigem Abstecken eines Zwischenpunktes in die Bezugsgerade als praktisch vorteilhafter bezeichnen. Man muß nämlich beim Arbeiten mit beiden Prismen zunächst die seitlichen Endpunkte der Abszissenlinie in den übereinander liegenden Prismen zur Deckung bringen (Erste Deckung) und sodann noch den in freier Visur gesehenen Ordinaten-Endpunkt P gleichfalls zur Deckung bringen (Zweite Deckung), wobei man darauf achten muß, durch die Verschiebungen beim Aufsuchen der zweiten Deckung die erste Deckung nicht zu verlieren. Da die Prismen unmittelbar und scharf aufeinander sitzen, ist die erste Deckung (die Deckung der beiderseitigen Abszissen-Endpunkte) unter günstigen Verhältnissen rasch und gut durchführbar. Hingegen habe ich das 2 mm starke Deckplättchen über den Prismen beim Aufsuchen der zweiten Deckung (nämlich der Deckung der direkten Visur mit den Prismenbildern der Abszissen-Endpunkte) recht störend empfunden.

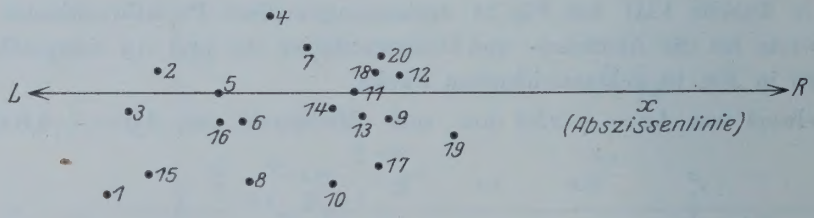


Fig. 19. (Originalgröße.)

Beim Arbeiten mit nur einem Prisma wird in direkter Visur die Deckung der Fluchtstäbe in der Abszissenrichtung aufgesucht (Erste Deckung) und sodann darüber oder darunter die Deckung mit dem Prismenbild des Ordinaten-Endpunktes (Zweite Deckung). Es sind also auch hier zwei Deckungen aufzusuchen, und es liegt auch hier (beim behandelten Instrumentchen) zwischen dem Sehraum im Freien und dem Sehraum (Gesichtsfeld) des Prismas ein Deckplättchen des Gehäuses; aber das wirkt hier nicht so störend, weil die erste und die zweite Deckung im gleichen Horizont erfolgen, während beim gleichzeitigen Arbeiten mit beiden Prismen die zwei in Übereinstimmung zu bringenden Deckungen in zwei verschiedenen Horizonten liegen!

Ich halte daher für das Fällen der Lote von außenliegenden Punkten auf eine Bezugsgerade den Vorgang mit Anwendung nur eines Prismas gegenüber jenem mit gleichzeitiger Anwendung beider Prismen im allgmeinen für den praktisch exakteren, glatteren, womit aber Ausnahmen bei geringerer Abszissenlänge, günstiger Lage der Punkte und guter Beleuchtung nicht ausgeschlossen erscheinen.

3. Mit dem Hensoldt-Kreuzvisier 1924 wurden schließlich noch Winkel zu 180°

inmitten der 100 m langen Bezugsgeraden S (Süd) — N (Nord) oder L (links vom Beobachter) — R (rechts vom Beobachter) zwanzigmal abgesteckt und die Lage der Scheitel dieser abgesteckten Winkel in bezug auf die Bezugsgerade L—R auf dem Zeichenblatte festgelegt (Fig. 19). Die Punktkoordinaten aus Fig. 19 wurden in der Tabelle IX zusammengestellt.

Tabelle IX. Kreuzvisier Hensoldt, Type 1924.
(180°-Winkel.)

Punkt	Δy mm	v'
1	+ 13,4	− 10,8
2	− 2,9	+ 5,5
3	+ 2,4	+ 0,2
4	− 10,0	+ 12,6
5	± 0,0	+ 2,6
6	+ 3,7	− 1,1
7	− 6,1	+ 8,7
8	+ 11,3	− 8,7
9	+ 3,5	− 0,9
10	+ 12,0	− 9,4
11	− 0,4	+ 3,0
12	− 2,4	+ 5,0
13	+ 3,1	− 0,5
14	+ 1,8	+ 0,8
15	+ 10,7	− 8,1
16	+ 3,7	− 1,1
17	+ 9,5	− 6,9
18	− 2,7	+ 5,3
19	+ 5,5	− 2,9
20	− 4,8	+ 7,4
Mittel:	+ 2,6	+ 51,1 − 50,4

Sie ergeben den

Mittelwert von $\Delta y = 2{,}6$ mm

und den mittleren Fehler m_y, also die mittlere Abweichung des Winkelscheitels von der Abszissenlinie für eine Beobachtung, mit:

$$m_y = \pm 6{,}5 \text{ mm}.$$

Hieraus folgt nach Fig. 20 der konstante Fehlereinfluß für den 180° Winkel, im Winkelmaß ausgedrückt, mit

$$(\varphi_{180})_1 = 2 \cdot \varphi_1 = 2 \cdot \frac{3438' (+ 2{,}6)}{50000} = 22''.$$

Dieser verhältnismäßig geringe konstante Fehler, der beim untersuchten Instrumentchen die abzusteckenden gestreckten Winkel etwas verkleinert, dürfte wohl von der nicht genau vertikalen Haltung des Freihandinstrumentchens beeinflußt sein. Um in dieser Hinsicht größere Sicherheit zu erhalten, müßte man diese Untersuchung in größeren Zeitabständen (etwa an mehreren Tagen) mehrmals wiederholen. Die vorliegenden 20 Beobachtungen wurdenz war möglichst unabhängig — d. h. mit stets neu angesetzter Handstellung — vorgenommen, jedoch aufeinanderfolgend, und da mag immerhin eine bevorzugte Art der Handstellung sich bemerkbar machen. Der konstante Fehler ist aber jedenfalls recht klein, wie schon aus den vorliegenden sorgfältigen Beobachtungen geschlossen werden darf.

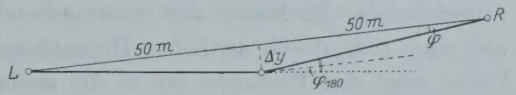


Fig. 20.

Wollte man den Einfluß des freihändigen Haltens ausschalten und den reinen konstanten Fehler des Prismeninstrumentchens ermitteln (der wohl praktisch verschwindend klein sein wird), dann müßte man das Instrumentchen auf einem horizontierbaren Tisch (etwa einem Justierbrettchen) untersuchen.

Analog wie zu den früheren Beobachtungen mag auch hier der zufällige Fehlereinfluß für das Abstecken des Winkels von 180° im Winkelmaß ausgerechnet werden:

Die mittlere Abweichung $m_y = \pm 6{,}5$ mm ergibt den mittleren zufälligen Fehler einer Winkelabsteckung zu 180° mit:

$$(\varphi_{180})_2 = 2\,\varphi_2 = 2 \cdot \frac{3438' (\pm 6{,}5)}{50000} = 54''.$$

Hiernach kann für das Hensoldt-Kreuzvisier, Type 1924, der zufällige Fehler bei Absteckung eines gestreckten Winkels mit rd. 50″, also etwas unter 1′ angenommen werden.

Zusammenfassung und Schlußwort.

Die Beobachtungsreihen ergaben die in der nachfolgenden Tabelle zusammengestellten konstanten und zufälligen Fehler:

	Winkelspiegel	Kreuzvisier Hensoldt (alte Type 1921)	Pentagon Schellens			Kreuzvisier Hensoldt (neue Type 1924)		
	Mai 1924	Mai 1924	Mai 1924	Mai 1925		Mai 1925		
Konst. Fehler φ_1	− 2′ 25″	− 1′ 27″	− 19″	− 18″	+ 1′ 12″	− 41″	+ 2′ 11″	+ 1′ 59″
Zufäll. Fehler φ_2	± 2′ 16″	± 1′ 03″	± 46″	± 1′ 26″	± 1′ 42″	± 2′ 54″	± 1′ 15″	± 1′ 49″

Zunächst fällt auf, daß für das gleiche Instrumentchen zu verschiedenen Zeiten verschiedene mittlere konstante Fehler erhalten wurden. Das findet darin seine Begründung, daß dieser konstante Fehler nicht nur den kleinen reinen Schliff-Fehler des Instrumentchens enthält, sondern auch den bei den jeweiligen aufeinanderfolgenden Beobachtungen sich äußernden mittleren einseitig wirkenden Fehler, der aus der jeweilig bevorzugten Haltung des Freihandinstrumentchens, aus der Art der Signalisierung der Zielpunkte, aus Beleuchtung und anderen Beobachtungsumständen entspringt.

Der mittlere zufällige Fehler beim Aufsuchen des Fußpunktes einer Senkrechten ist bei Hensoldts Kreuzvisier und beim Pentagon Schellens mit etwa 1 bis 2′ anzunehmen. (Für Hensoldts Kreuzvisier [neue Type 1924] folgt aus den drei Beobachtungsreihen der mittlere zufällige Fehler mit ± 1′ 59″; für Pentagon Schellens folgt aus den drei Beobachtungsreihen der mittlere zufällige Fehler mit ± 1′ 18″).

Die Arbeit mit Hensoldts Kreuzvisier und mit dem Pentagon Schellens ist sehr angenehm, bequem und exakt; man hat dabei scharfe und helle Bilder.

Bei Höhen- und Tiefenvisuren verwendet man das Pentagon Schellens mit vollem Erfolg. Es lassen sich überraschend große Höhen- und Tiefenwinkel bewältigen, wie man sich durch seitliches Heranrücken an hohe Säulen leicht überzeugen kann. Dabei zeigt das Pentagon bis in die steilsten Sichten breite Gesichtsfelder (weshalb Schellens das Pentagon dem dreiseitigen Prisma vorzieht).

Bei den vorstehenden Untersuchungen habe ich das Pentagon Schellens mit eingehängter Senkelschnur (jedoch ohne Pendelstab) verwendet. Erst Ende 1925 kam ich in den Besitz des ca. 15 cm langen Pendelstabes, der in die Basisfläche des Pentagons eingeschraubt wird und infolge des unten angehängten zylindrischen Gewichtes

beim ungezwungenen Halten zwischen zwei Fingern sich von selbst in die Lotrechte einstellt. Für Arbeiten mit Höhen- und Tiefenvisuren ist die Anwendung des Pendelstabes, dem der Senkel angehängt ist, unbedingt geboten, weil dadurch die horizontale Lage der Grundfläche des Prismas gewährleistet ist.

Den verhältnismäßig großen Umfang der vorliegenden Arbeit über unscheinbare Freihandinstrumentchen mögen die Worte, die Prof. Dr. Chr. Aug. Vogler gelegentlich einer Arbeit über vier- und fünfseitige Winkelprismen im Jahre 1876 niedergelegt hat, als zulässig erscheinen lassen. Sie lauten:

„Taschenwerkzeuge, welche zum täglichen Begleiter des Ingenieurs und Geometers bestimmt sind, verdienen wohl eine eingehende Untersuchung und die sorgfältigste Wahl ihrer Gestalt.“[1])

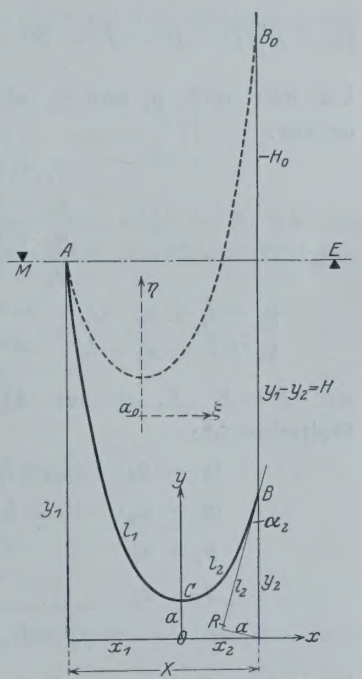
Zur Theorie und Praxis der Kettenwaage.

Von
W. Uhink in Göttingen.
(Mitteilungen aus den Sartorius-Werken A. G. in Göttingen).

1. Die Benutzung einer Kette zu Wägungen ist wohl zuerst von V. Serrin, *Comptes Rendus 112, S. 1299 (1891)* vorgeschlagen worden. Die Einrichtung bezweckt die Vermeidung kleinerer Gewichtsstücke als 100 mg und soll gleichzeitig die Wägung beschleunigen, ohne ihre Genauigkeit merklich zu beeinträchtigen. Es soll also auch die Reitereinrichtung überflüssig gemacht werden. — Im Folgenden wird untersucht, welche mechanischen Bedingungen erfüllt werden müssen, um die Benutzung einer Kette zu Wägungen praktisch brauchbar zu machen.

2. Wir betrachten eine Kette, die mit ihrem einen Ende A (s. die Fig.) in der Nähe der Mittelschneide M am Waagebalken und mit ihrem anderen Ende B an einem Lineal verschiebbar befestigt ist. Wir fragen nach dem wirksamen Zusatzgewicht, das bei einer beliebigen Stellung von B im Punkte A auf den Balken wirkt.

Bevor wir diese Frage beantworten, stellen wir die geometrischen Beziehungen zusammen, die wir für die späteren Anwendungen benötigen. Wir denken uns ein rechtwinkliges Koordinatensystem, dessen y-Achse die Symmetrielinie der Kette ist und sie in ihrem tiefsten Punkte C schneidet; die x-Achse hat von C den Abstand a. In diesem System lautet die Gleichung der Kettenlinie:



Der Wagebalken ME ist um 90° aus der Zeichenebene um A gedreht zu denken.

$$y = \frac{a}{2}\left(e^{x/a} + e^{-x/a}\right). \qquad 1)$$

Die Bogenlänge vom tiefsten Punkte C bis zum Punkte (x, y) ist gegeben durch:

$$l = \frac{a}{2}\left(e^{x/a} - e^{-x/a}\right) = +\sqrt{y^2 - a^2}. \qquad 2)$$

---

[1]) *Der Zivilingenieur* **22**. *S. 272. 1876.*

Bezeichnet α den Winkel zwischen der Tangenten im Punkte (x, y) und der Ordinatenachse, so ist

$$\sin\alpha = \frac{a}{y}; \qquad \cos\alpha = \frac{l}{y}. \tag{3}$$

A und B mögen die Koordinaten (x_1, y_1) bzw. (x_2, y_2) haben. Dann ist $H = y_1 - y_2$ die an einer Skala zu messende Erhöhung von A über B und $X = x_2 - x_1 = |x_1| + |x_2|$ der horizontale Abstand der beiden Aufhängepunkte. $L = l_1 + l_2$ ist die gesamte Kettenlänge, die konstant ist. Wird B auf einem senkrechten geraden Lineal bewegt, so ist auch $X = \text{konst}$. Bei gekrümmtem Lineal ist jedenfalls die Größe von X in jeder Lage von B meßbar. Wir wollen die Größen a, y_1 und y_2, die wir weiterhin verwenden werden, als Funktionen von L, H und X darstellen; dabei sollen jedesmal unter x_1 und x_2 die absoluten Beträge verstanden werden. Zunächst ist nach 1):

$$y_1 - y_2 = H = \frac{a}{2}\left(e^{x_1/a} + e^{-x_1/a} - e^{x_2/a} - e^{-x_2/a}\right). \tag{4}$$

Ferner bildet man aus 2):

$$l_1 + l_2 = L = \frac{a}{2}\left(e^{x_1/a} - e^{-x_1/a} + e^{x_2/a} - e^{-x_2/a}\right). \tag{5}$$

Aus 4) und 5) leitet man die Beziehung für a ab:

$$(L+H)(L-H) = L^2 - H^2 = a^2\left(e^{\frac{x_1+x_2}{a}} + e^{-\frac{x_1+x_2}{a}} - 2\right) = a^2\left(e^{X/a} + e^{-X/a} - 2\right). \tag{6}$$

Um nun auch y_1 und y_2 als Funktionen von L, H und X zu erhalten, gehen wir so vor:

$$\begin{array}{ll} y_1 + l_1 = a\,e^{x_1/a}; & y_1 - l_1 = a\,e^{-x_1/a} \\ \underline{y_2 - l_2 = a\,e^{-x_2/a};} & \underline{y_2 + l_2 = a e^{x_2/a}} \\ \dfrac{y_1 + l_1}{y_2 - l_2} = e^{X/a}; & \dfrac{y_2 + l_2}{y_1 - l_1} = e^{X/a} \end{array}$$

$$\frac{y_1 + l_1 + y_2 - l_2}{y_1 + l_1 - y_2 + l_2} = \frac{e^{X/a}+1}{e^{X/a}-1} = E; \qquad \frac{y_2 + l_2 + y_1 - l_1}{y_2 + l_2 - y_1 + l_1} = \frac{e^{X/a}+1}{e^{X/a}-1} = E,$$

wo $E = E\,(X, a)$ zur Abkürzung für den Exponentialausdruck eingeführt ist. Weiterhin ist:

$$\begin{array}{ll} (y_1 + y_2) + (l_1 - l_2) = \{(y_1 - y_2) + (l_1 + l_2)\}\,E = (H + L)\,E \\ \underline{(y_1 + y_2) - (l_1 - l_2) = \{(-y_1 + y_2) + (l_1 + l_2)\}\,E = (-H + L)\,E} \\ y_1 + y_2 = L \cdot E; & \text{nun war definiert:} \\ \underline{y_1 - y_2 = H} & \end{array}$$

$$y_1 = {}^1\!/_2\,(L\,E + H); \qquad y_2 = {}^1\!/_2\,(L\,E - H). \tag{7}$$

Dies sind die gesuchten Ausdrücke für y_1 und y_2, wenn man sich noch a bei $E = E(X, a)$ aus der transzendenten Gleichung 6) ersetzt denkt.

3. Nach diesen Vorbereitungen wenden wir uns der Frage zu, wie groß das in A wirkende Gewicht ist.

Wir betrachten ein Kettenelement von der Länge dl und der Masse $\mu \cdot dl$, wo μ die Masse der Längeneinheit bedeutet. An diesem Element wirkt die Schwerkraft in dem Betrage:

$$dK = G \cdot \mu \cdot dl$$

in Richtung der y-Achse (G = Schwerebeschleunigung). Die Komponenten in Richtung der Normalen und Tangenten zur Kettenlinie sind:

$$dK_n = dK \sin\alpha; \qquad dK_t = dK \cos\alpha .$$

dK_n kommt nicht zur Geltung, weil durch diese Komponente das Massenelement $\mu \cdot dl$ gezwungen wird, auf der Kettenlinie zu bleiben, während dK_t als Spannung in Richtung der Kette zu betrachten ist. Zerlegt man nun wieder dK_t in zwei Komponenten in Richtung der Koordinatenachsen, so gibt die y-Komponente die Kraft an, mit der das Massenelement „wirksam" in Richtung der Schwere gezogen wird, während die x-Komponente den Zug am Balken in horizontaler Richtung bedeutet. Es ist also:

$$\begin{cases} dK_y = dK_t \cos\alpha = dK \cos^2\alpha = G\,\mu\,dl\cos^2\alpha & \text{und} \\ dK_x = G\,\mu\,dl\cos\alpha\sin\alpha . \end{cases} \qquad 8)$$

Nun ist nach 2) $dl = \dfrac{y\,dy}{\sqrt{y^2 - a^2}}$ und nach 3) $\cos^2\alpha = \left(\dfrac{l}{y}\right)^2 = \dfrac{y^2 - a^2}{y^2}$ und $\sin\alpha\cos\alpha = \dfrac{a\sqrt{y^2 - a^2}}{y^2}$. Damit erhalten wir:

$$dK_y = G\,\mu\,\frac{\sqrt{y^2 - a^2}}{y}\,dy \quad \text{und} \quad dK_x = G\,\mu\,a\,\frac{dy}{y}. \qquad 9)$$

Die Kraft, mit der das endliche Kettenstück CA (siehe Fig.) in A in Richtung der Schwere wirkt, ist also:

$$K_{y_1} = G\,\mu\int_a^{y_1}\frac{\sqrt{y^2 - a^2}}{y}\,dy = G\,\mu\left\{\sqrt{y_1^2 - a^2} - a\left(\frac{\pi}{2} - \arcsin\frac{a}{y_1}\right)\right\}. \qquad 10)$$

Das Kettenstück CB wird vom Aufhängepunkt B getragen und zieht in B mit der entsprechenden Kraft K_{y_2}, bringt aber in A keine nach unten gerichtete Wirkung vorher. Anders ist es mit den horizontalen Kräften.

In A wirkt die horizontale Kraft

$$K_{x_1} = G\,\mu\,a\int_a^{y_1}\frac{dy}{y} = G\,\mu\,a\ln\frac{y_1}{a}$$

in Richtung zum Lineal, und in B wirkt die horizontale Kraft

$$K_{x_2} = G\,\mu\,a\int_a^{y_2}\frac{dy}{y} = G\,\mu\,a\ln\frac{y_2}{a}$$

in Richtung zum Balken; die Summe beider Kräfte ist die Kraft, mit der der Aufhängepunkt A zum Lineal gezogen wird. Also:

$$K_\chi = G\,\mu\,a\ln\frac{y_1\,y_2}{a^2}. \qquad 11)$$

Wir beschäftigen uns zunächst mit der in A nach unten wirkenden Kraft 10). Sie ist am kleinsten, wenn der Aufhängepunkt B so weit wie möglich nach oben verschoben ist. In dieser Stellung der Kette werde die Erhöhung von A über B mit H_0 bezeichnet. (H_0 ist negativ, wenn B höher liegt als A.) Die Kette hat bei geradem Lineal in jeder Lage des Punktes B eine andere Form, und damit auch in jeder Lage einen anderen Parameter; wir bezeichnen ihn mit a_0, wenn $H = H_0$ ist. In einem

dem obigen entsprechenden Koordinatensystem $\xi\,\eta$ möge A die Koordinaten ξ_1, η_1 haben. Die dieser „Nullstellung entsprechende in A wirksame Kraft

$$K_{\eta_1} = G\,\mu\left\{\sqrt{\eta_1^2 - a_0^2} - a_0\left(\frac{\pi}{2} - \arcsin\frac{a_0}{\eta_1}\right)\right\} \qquad 10')$$

ist durch die Justierung der Waage aufzuheben, so daß die Zunge einspielt. Das wirksame Übergewicht $\varkappa$ in einer beliebigen anderen Stellung der Kette ist gegeben als Differenz von 10) und 10'), wobei wir noch unter Weglassung von G von den Kräften zu den Massen (= Gewichtsstücken) übergehen:

$$\varkappa = \mu\left\{\sqrt{y_1^2 - a^2} - \sqrt{\eta_1^2 - a_0^2} + a\arcsin\frac{a_0}{y_1} - a_0\arcsin\frac{a_0}{\eta_1} - \frac{\pi}{2}(a - a_0)\right\}. \qquad 12)$$

Aus der noch völlig strengen Formel 12) bilden wir einen Näherungsausdruck unter der Voraussetzung, daß $\frac{a}{y_1}$ und $\frac{a_0}{\eta_1}$ klein gegen 1 sein sollen und gehen in den Reihenentwicklungen bis zu den quadratischen Gliedern einschließlich. Wir erhalten dann:

$$\varkappa = \mu\left\{(y_1 - \eta_1) + \left(\frac{a^2}{2\,y_1} - \frac{a_0^2}{2\,\eta_1}\right) - \frac{\pi}{2}(a - a_0)\right\}. \qquad 13)$$

Benutzen wir weiter die Gleichungen 7) und bilden entsprechend

$$\eta_1 = {}^1/_2\,(L\,E_0 + H_0); \qquad \left(E_0 = \frac{e^{X_0/a_0} + 1}{e^{X_0/a_0} - 1}\right), \qquad 7')$$

— wobei $X_0 \neq X$ bei gekrümmtem (oder schiefstehendem) Lineal und $X_0 = X = \text{konst.}$ bei geradem senkrechtem Lineal ist — so wird aus 13) die Näherungsformel erhalten:

$$\varkappa = \mu\left\{\frac{H - H_0}{2} + \frac{L}{2}(E - E_0) + \left(\frac{a^2}{L\,E + H} - \frac{a_0^2}{L E_0 + H_0}\right) - \frac{\pi}{2}(a - a_0)\right\}. \qquad 14)$$

4. Um jetzt den Klammerausdruck in 14) auszuwerten, machen wir zunächst die Voraussetzung eines geraden senkrechten Lineals als Träger des Punktes B. Wir bezeichnen das erste Glied in der Klammer als das Hauptglied, zu dem die übrigen als Verbesserungen hinzukommen. Man könnte nun die Korrektionsglieder dadurch sehr klein machen, daß man a und a_0 sehr klein wählt, womit auch X sehr klein wird. Wir hätten dann eine Kette, deren beide Enden fast senkrecht herabhängen, die aber in ihrem tiefsten Punkt sehr stark gekrümmt wäre; denn a ist gleich dem Krümmungsradius in diesem Punkt. Wie Versuche ergeben haben, hat sich diese Einrichtung nicht besonders bewährt; und doch wird die Kettenwaage in dieser Weise besonders in England und den Vereinigten Staaten ausgeführt. Wenn sich nämlich die Kettenglieder an der Stelle der stärksten Krümmung nicht glatt legen, so kommen weitere rechnerisch nur schwer zu erfassende Faktoren hinzu, die das Wägungsergebnis ungünstig beeinflussen können. Wir wollen deshalb als Ausgangswerte für unsere numerischen Rechnungen folgende Dimensionen zugrunde legen. Die Gesamtlänge der Kette sei $L = 300{,}0$ mm, ihr Gewicht $M = 1200$ mg, so daß die Längeneinheit $dl = 1$ mm die Masse $\mu = 4{,}0$ mg hat. Den horizontalen Abstand des Lineals von A nehmen wir also verhältnismäßig groß zu $X = 38{,}0$ mm an, damit a nicht zu klein wird. Im Waagekasten einer Analysenwaage mit 200 g Maximalbelastung kann die Verschiebungsmöglichkeit von B zu 300 mm angenommen werden, wobei aber nach oben weniger Raum zur Verfügung steht. Dementsprechend sei $H_0 = -90$ mm und $H_{\max} = +210$ mm. Bei diesen Werten ist unsere Voraussetzung, daß $\frac{a}{y_1}$ und $\frac{a_0}{\eta_1}$

klein gegen 1 sein sollen, noch annähernd erfüllt; denn a wird im Maximum etwa gleich 5 mm und y_1 bleibt stets größer als η_1, das etwa gleich 105 mm ist. Mit diesen Werten rechnen wir zunächst nach 6) mit $X = \text{konst.} = 38{,}0$ mm für verschiedene H den Parameter a aus und haben dann alles zur Verfügung, um nun nach 14) den Klammerausdruck zu bilden. So erhalten wird die folgende Tabelle 1:

Tabelle 1.

H	X	a	E	$+\frac{L}{2}(E-E_0)$	$+\frac{a^2}{LE+H}-\frac{a_0^2}{LE_0+H_0}$	$-\frac{\pi}{2}(a-a_0)$	$\frac{\varkappa}{\mu}=\{\ldots\}$
mm	mm	mm	1,00	mm	mm	mm	mm
— 90	38,0	$4{,}5994 = a_0$	$0517 = E_0$	0	0	0	0
— 60	38,0	4,5605	481	— 0,0053	— 0,0141	+ 0,0611	15,042
— 30	38,0	4,5385	462	— 81	— 244	+ 957	30,063
0	38,0	4,5314	456	— 91	— 322	+ 1069	45,066
+ 30	38,0	4,5385	462	— 81	— 383	+ 957	60,049
+ 60	38,0	4,5605	481	— 53	— 429	+ 611	75,013
+ 90	38,0	4,5994	517	0	— 464	0	89,954
+ 120	38,0	4,6591	574	+ 86	— 490	— 937	104,866
+ 150	38,0	4,7466	667	+ 226	— 506	— 2312	119,741
+ 180	38,0	4,8754	825	+ 463	— 512	— 4342	134,561
+ 210	38,0	5,0759	1122	+ 0,0908	— 0,0502	— 0,7485	149,292

Sollen nun die Größen $\varkappa$ bei $H = -90$ und $H = +210$ ein an der Endschneide zu messendes Übergewicht von 0 und 100 mg bedeuten, so ist bei $\mu = 4{,}0$ mg der Aufhängepunkt so zu justieren, daß

$$n = \frac{149{,}292 \cdot 4{,}0}{100} = 5{,}97168$$

wird, wo n das Verhältnis $ME : MA$ (siehe Fig.) angibt. Dann betragen die Endschneidenübergewichte $\varkappa_e = \frac{\varkappa}{n}$.

Tabelle 2.

H	Skala	$\varkappa_e$	Fehler F_1	H	Skala	$\varkappa_e$	Fehler F_1
mm	mg	mg	mg	mm	mg	mg	mg
— 90	0	0	0	+ 60	50	50,246	+ 0,246
— 60	10	10,076	+ 0,076	+ 90	60	60,254	+ 0,254
— 30	20	20,137	+ 0,137	+ 120	70	70,242	+ 0,242
0	30	30,186	+ 0,186	+ 150	80	80,206	+ 0,206
+ 30	40	40,223	+ 0,223	+ 180	90	90,133	+ 0,133
+ 60	50	50,246	+ 0,246	+ 210	100	100,000	0

In der Tabelle 2 sind die einzelnen Spalten genügend durch die Überschriften gekennzeichnet. Wir betrachten besonders die übrigbleibenden Fehler F_1. Wie wegen der großen Werte von X und a zu erwarten war, sind sie noch für den praktischen Gebrauch bei Wägungen zu groß. Außer dem als unzweckmäßig erkannten Wege, X kleiner zu wählen, böte sich noch der Ausweg, den Meßbereich nur auf 10 statt auf 100 mg auszudehnen, aber das hieße den Zweck der ganzen Einrichtung zum Teil wieder aufgeben. Man würde allerdings ein günstigeres Ergebnis erhalten, wenn man die Verschiebung von B nur auf etwa den dritten Teil der angenommenen, d. h. auf 100 mm beschränkte. Dann würden aber auch kleine Fehler in der Gewichtsverteilung der Kettenglieder in höherem Maße zur Geltung kommen. Im Abschnitt 5 werden wir jedoch noch ein anderes Mittel kennen lernen, um die Fehler zu ver-

ringern. Aus diesen Überlegungen geht hervor, daß man eine einwandfreie Vorrichtung — mit nur einer freihängenden Kette; siehe Abschn. 5 — nur auf folgende beiden Arten erhalten kann:

a) wenn man eine ungleichförmige Teilung auf dem geraden Lineal wählt. Damit müßte man aber auf die Anbringung eines Nonius verzichten. Man könnte dann in 0,1 mg = ca. 0,3 mm teilen und mit einer mit B mitfahrenden Lupe ablesen und wenn nötig noch 0,01 mg schätzen. Die genaue Größe der Intervalle von 10 zu 10 mg ist bei den angenommenen Verhältnissen aus der folgenden Zusammenstellung zu entnehmen:

Tabelle 3.

Lineal-		Intervall	Lineal-		Intervall
bezifferung	teilung		bezifferung	teilung	
mg	mm	mm	mg	mm	mm
0	0	29,78	50	149,24	29,98
10	29,78	29,81	60	179,22	30,04
20	59,59	29,84	70	209,26	30,11
30	89,43	29,88	80	239,37	30,23
40	119,31	29,93	90	269,60	30,40
50	149,24		100	300,00	

b) wenn man dem Lineal eine solche Krümmung gibt, daß die Summe der Korrektionsglieder in 14) proportional zu H ist.

Wir bedienen uns zur Bestimmung einer solchen Krümmung eines Interpolationsverfahrens. Bei Berechnung der Tabelle 1 hatten wir $X = \text{konst.}$ gesetzt und a aus 6) gefunden. Nehmen wir jetzt umgekehrt $a = a_{\min} = \text{konst.} = 4{,}5314$, d. h. verschieben wir B so, daß die durch die Kette definierte Kettenlinie sich selbst kongruent bleibt, so finden wir jetzt X aus 6) und weiter unter Durchführung einer ganz gleichen Rechnung wie für Tabelle 1 und 2 eine Zahlentafel, die unter dX die Unterschiede eines gekrümmten gegen ein gerades Lineal angibt..

Tabelle 4.

H	X	dX	Skala	$\varkappa_e$	Fehler F_2	H	X	dX	Skala	$\varkappa_e$	Fehler F_2
mm	mm	mm	mg	mg	mg	mm	mm	mm	mg	mg	mg
— 90	37,5728	0,4272	0	0	0	+ 60	37,8151	0,1849	50	49,969	— 0,031
— 60	37,8151	0,1849	10	9,989	— 0,011	+ 90	37,5728	0,4272	60	59,969	— 0,031
— 30	37,9545	0,0455	20	19,981	— 0,019	+ 120	37,2103	0,7897	70	69,971	— 0,029
0	38,0	0	30	29,976	— 0,024	+ 150	36,6971	1,3029	80	79,975	— 0,025
+ 30	37,9545	0,0455	40	39,972	— 0,028	+ 180	35,9789	2,0211	90	89,983	— 0,017
+ 60	37,8151	0,1849	50	49,969	— 0,031	+ 210	34,9508	3,0492	100	100,000	0

Bei konstantem a und veränderlichem X sind also die Fehler F_2 schon wesentlich kleiner; man könnte sich bereits mit diesem Ergebnis begnügen. Da aber die Fehler F_2 das entgegengesetzte Vorzeichen der Fehler F_1 haben, so können wir durch Interpolation auf die Fehler Null kommen, indem wir die dX für jedes H um $dX^* = \frac{F_2}{F_1 - F_2} dX$ verkleinern. Die Berechnung dieser endgültigen Krümmung X^* des Lineals stellt sich so:

Tabelle 5.

H	$\frac{F_2}{F_1 - F_2} = F^*$	F^* geglättet und extrapoliert	dX^*	$X^* = X + dX^*$
mm			mm	mm
— 90	$\frac{0}{0}$	0,133	0,0572	37,6300
— 60	0,126	126	233	37,8384
— 30	122	120	55	37,9600
0	114	115	0	38,0
+ 30	111	112	51	37,9596
+ 60	112	109	202	37,8353
+ 90	109	108	461	37,6189
+ 120	107	108	853	37,2956
+ 150	108	109	1420	36,8391
+ 180	0,113	112	2264	36,2053
+ 210	$\frac{0}{0}$	0,116	0,3537	35,3045

Man erhält damit als Ergebnis die Werte der

Tabelle 6.

H	X^*	a^*	$\frac{\varkappa^*}{\mu} = \{\ldots\}$	Skala	$\varkappa_e^*$
mm	mm	mm	mm	mg	mg
— 90	37,6300	4,5405	0	0	0
— 60	37,8384	4,5350	14,992	10	10,000
— 30	37,9600	4,5322	29,984	20	20,000
0	38,0	4,5314	44,978	30	30,001
+ 30	37,9596	4,5322	59,971	40	40,001
+ 60	37,8353	4,5346	74,964	50	50,002
+ 90	37,6189	4,5387	89,957	60	60,003
+ 120	37,2956	4,5451	104,950	70	70,003
+ 150	36,8391	4,5547	119,942	80	80,003
+ 180	36,2053	4,5695	134,933	90	90,002
+ 210	35,3045	4,5934	149,922	100	100,000

Wir sehen, daß die so ermittelte Krümmung des Lineals nunmehr allen Anforderungen genügt, womit eine brauchbare Ausführungsform der Kettenwaage gefunden ist.

5. Wir betrachten jetzt den Zug der Kette in horizontaler Richtung. Hierfür war der Ausdruck gefunden worden:

$$K_X = G\,\mu\,a \ln \frac{y_1\,y_2}{a^2}. \qquad 11)$$

Führen wir hier Gleichung 7) ein, so wird:

$$K_X = G\,\mu\,a \ln \left\{ \frac{1}{4\,a^2} (L^2\,E^2 - H^2) \right\}. \qquad 15)$$

Hierfür bilden wir wieder einen Näherungsausdruck, indem wir schreiben:

$$\varepsilon = e^{X/a} \quad \text{und} \quad E = \frac{\varepsilon + 1}{\varepsilon - 1}.$$

Nun ist nach 6):

$$a^2 = \frac{(L^2 - H^2)\,\varepsilon}{(\varepsilon - 1)^2};$$

damit wird:

$$\frac{1}{4\,a^2}(L^2 E^2 - H^2) = \frac{\varepsilon}{4} + \frac{1}{4\,\varepsilon} + \frac{1}{2} \cdot \frac{L^2 + H^2}{L^2 - H^2},$$

wobei wir uns in erster Näherung auf $\frac{\varepsilon}{4}$ beschränken können; denn ε ist im Minimum etwa gleich 2200, also $\frac{\varepsilon}{4}$ ungefähr gleich 550, wogegen die beiden anderen Glieder nicht in Betracht kommen. Wir haben also:

$$K_X = G\,\mu\,a \ln \tfrac{1}{4} e^{X/a} = G\,\mu\,a\,(X/a - \ln 4) = G\,\mu\,a\,(X/a - 1{,}386) \quad \text{oder}$$
$$K_X = G\,\mu\,X - 1{,}386\,G\,\mu\,a.$$

Gehen wir wieder von der Kraft zum Gewicht über, indem wir G fortlassen, so erhalten wir bei Benutzung der Tabelle 6 die Tabelle 7, wo die Größe des horizontalen Zuges $\varkappa_X = \mu(X - 1{,}386\,a)$ in mg angegeben ist.

Tabelle 7.

H	$\varkappa_X$	H	$\varkappa_X$
mm	mg	mm	mg
− 90	125,1	+ 60	126,1
− 60	126,1	+ 90	125,2
− 30	126,6	+ 120	123,7
0	126,7	+ 150	122,1
+ 30	126,6	+ 180	119,3
+ 60	126,1	+ 210	115,7

Dieser nicht unbedeutende Zug am Balken in horizontaler Richtung ist eine recht unangenehme Beigabe, die man nicht ohne weiteres hinnehmen wird. Seine geringe Veränderlichkeit (weniger als 10 %) legt jedoch einen Ausweg nahe, der uns außerdem noch einen weiteren Vorteil bringen wird. Wir brauchen nur eine gleiche Kette in demselben Punkte A anzubringen, deren zweites Ende B' auf der anderen Seite des Balkens in demselben Abstande X von A befestigt ist. Diese Hilfskette wird in allen Stellungen der Haupt- oder Meßkette deren Querzug nahezu aufheben. Man kann nun aber auch die Hilfskette mit zur Wägung heranziehen, indem man ihren Aufhängepunkt B' ebenfalls an einem Lineal verschiebbar anbringt und eine obere und untere Stellung von B' so festlegt, daß der Unterschied der durch die Hilfskette in diesen beiden Stellungen hinzugefügten Gewichte (an der Endschneide gemessen) z. B. 50 mg beträgt. Die Waage ist dann so zu justieren, daß die Zunge einsteht, wenn beide Ketten mit ihren Endpunkten B und B' oben sind. Richtet man jetzt das Hauptlineal mit der Meßkette nur für einen Meßbereich von 50 mg ein, so ist man doch imstande, mit der gesamten Ketteneinrichtung bis 100 mg zu wägen: von 0 bis 50 mg ist nämlich die Hilfskette mit ihrem beweglichen Ende oben und von 50 bis 100 mg unten. Wenn man jetzt also den Verschiebungsbereich der Meßkette nur 150 mm lang macht, so werden die Verhältnisse schon bei einem geraden Lineal erheblich günstiger.

Unter Benutzung der Zahlen aus Tabelle 1 und unter der Voraussetzung, daß jetzt $H_0 = -60$ mm, $H_{max} = +90$ mm genommen wird, ergibt sich diese Aufstellung:

H	X	a	$\frac{\varkappa}{\mu} = \{\ldots\}$	Skala	$\varkappa_e$	Fehler
mm	mm	mm	mm	mg	mg	mg
— 60	38,0	4,5605	0	0	0	0
— 30	38,0	4,5385	15,021	10	10,026	+ 0,026
0	38,0	4,5314	30,024	20	20,040	+ 0,040
+ 30	38,0	4,5385	45,008	30	30,040	+ 0,040
+ 60	38,0	4,5605	59,971	40	40,028	+ 0,028
+ 90	38,0	4,5994	74,912	50	50,000	0

Die Fehler erreichen jetzt noch nicht 0,05 mg, und wenn man sich mit einer Genauigkeit von 0,1 mg begnügen will, was für eine Analysenwaage von 200 g Maximalbelastung zweckmäßig ist, so ist die jetzt vorgeschlagene Ketteneinrichtung mit geradem Lineal ausreichend. Die Hilfskette braucht dabei nicht fehlerfrei zu sein, weil nur zwei festjustierte Stellungen für sie in Frage kommen; man wird also bei Auswahl der Ketten für die Hilfskette die schlechtere nehmen.

6. Alle bisher besprochenen Komplikationen, die durch eine freihängende Kette entstehen, kann man dadurch vermeiden, daß man die beiden von A und B herabhängenden Kettenenden durch einen leichten Kreisring zwingt, einander parallel und gradlinig zu bleiben. Ein erhöhter Rand des Ringes hätte dafür zu sorgen, daß selbst bei schneller Bewegung der Kette ein Abgleiten nicht mehr zu befürchten wäre. Im besonderen entsteht durch diese Einrichtung kein Querzug auf den Balken und die Teilung auf dem gradlinigen Lineal wird gleichmäßig. Diese Ausführungsform bedarf keiner weiteren Besprechung. Ganz allgemein wäre am Schluß noch hinzuzufügen, daß die Hauptschwierigkeit nicht in den theoretisch zu erwartenden Fehlern, sondern in der ungleichmäßigen Gewichtsverteilung innerhalb der Kette liegt. Aber auch diese Schwierigkeiten können heute als überwunden gelten.

Zusammenfassung.

1. Es werden die Formeln abgeleitet, nach denen das wirksame Gewicht und der Querzug aus den bekannten oder zu messenden Größen berechnet werden können.

2. Bei Benutzung eines geraden Lineals werden die übrigbleibenden Fehler angegeben.

3. Es wird eine ungleichförmige Teilung auf einem geraden Lineal und die Form eines gekrümmten Lineals berechnet, welche beiden Einrichtungen die Fehler praktisch zum Verschwinden bringen.

4. Es wird die Größe des nahezu konstanten Querzuges berechnet und zu seiner Vermeidung eine Einrichtung mit zwei Ketten angegeben, die schon bei einem geraden Lineal denselben Meßbereich liefert und ausreichende Genauigkeit gewährt.

5. Hinweis auf eine andere Ausführungsform.

Göttingen, im März 1926.

Die Analyse der Wirkungsweise des Messers bei Schlitten- und Spitzenmikrotomen.

Von

Dr. **Josef Kisser** in Wien.

(Aus dem Pflanzenphysiologischen Institut der Wiener Universität Nr. 241 der zweiten Folge.)

Die Bedeutung, die am Mikrotome speziell dem Messer zum guten Gelingen der Schnitte zukommt, ist wiederholt erörtert worden. Die notwendige Konsequenz dessen ist aber, daß das Mikrotom in seiner Konstruktion der Wirkungsweise des Messers untergeordnet werden muß.

Mikrotome, die ausschließlich für die Anfertigung von Paraffinserienschnitten bestimmt sind, weisen, wenn wir die Wirkungsweise des Messers und die Inanspruchnahme der Schneide ins Auge fassen, naturgemäß eine ziemliche Einheitlichkeit auf. Der Paraffinblock bekommt eine prismatische Form oder die eines viereckigen Pyramidenstumpfes und die Kanten der

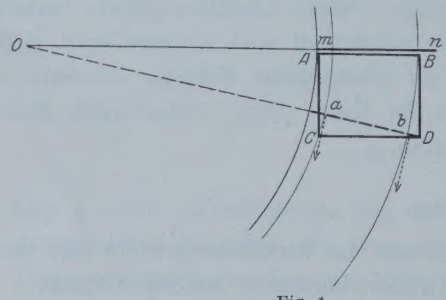


Fig. 1.

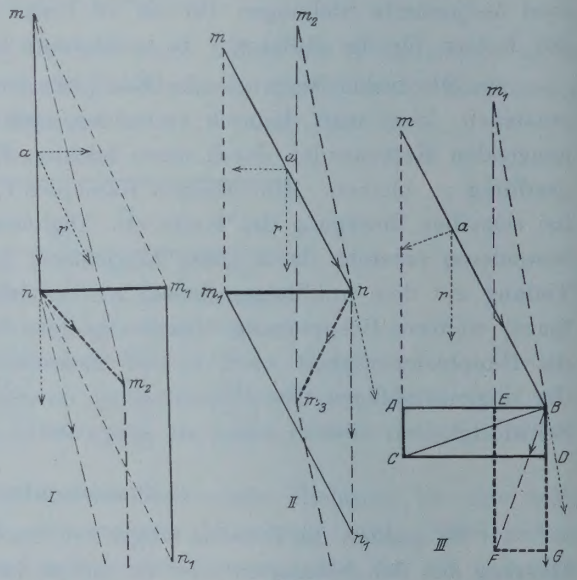


Fig 2.

oberen Fläche werden so zur Schneide orientiert, daß sie parallel, bezw. senkrecht zu ihr zu stehen kommen. Wird das Messer beim Scheiden durchgeführt, so leistet jeder Punkt der Schneide die gleiche Arbeit und wird gleichmäßig in Anspruch genommen. Das ist jedoch nur dann der Fall, wenn Messer- und Objektbewegung senkrecht auf einander stehen, wie bei Mikrotomen nach dem Minotschen Typus, desgleichen bei den Schlittenmikrotomen. Nicht vollkommen erreicht wird diese Gleichmäßigkeit der Inanspruchnahme bei den Spitzenmikrotomen. In Fig. 1 ist *ABCD* das Objekt, *mn* das Messer, das an dem Arm *Om* befestigt ist und um *O* kreisförmig bewegt wird. Tritt das Messer in das Objekt ein, so wird ein Objekt von rechteckigem Querschnitt nicht gleichmäßig durchschnitten, sondern die einzelnen Punkte der Schneide treten mit zunehmender Entfernung vom Drehungsmittelpunkte *O* rascher durch das Objekt, die mehr *O* genäherten langsamer. Die in der Stellung *OD* des Messer bei *a* und *b* eingezeichneten Pfeile geben die Größen der in diesen Punkten während des Durchschneidens wirkenden Kräfte an. Diese ungleiche Wirkung des Messers während des Schneidens entspricht zwar nicht voll dem anzustrebenden Ideal, doch sind damit, wie die Praxis gezeigt hat, keine nachteiligen Folgen

verbunden. In dem Maße, als der Arm OC länger wird und die zum Messer parallel liegende Kante des Objektes kürzer, nähert sich die Wirkungsweise des Messers immer mehr dem Falle, wo die beiden Bewegungen senkrecht auf einander stehen.

Etwas schwieriger sind die Verhältnisse, wo zur Ausnützung der Schneide mit schräg gestelltem Messer geschnitten wird. In Fig. 2 I ist die Wirkungsweise des Messers beim Schneiden aus freier Hand dargestellt[1]). Ist mn das Messer, nm_1 das Objekt, so wird beim Schneiden das Messer unter gleichzeitigem Zug und Druck durch das Objekt hindurchgeführt, bis es die Stellung m_1n_1 einnimmt. Die Kraft, die hierbei auf das Messer wirkt, bewegt das Messer, wenn wir das im Punkte a eingezeichnete Kräfteparallelogramm betrachten, in der Richtung r. Diese Resultierende (r) läßt sich in zwei Komponenten zerlegen, von denen die eine mit der Richtung des Messers zusammenfällt und die im Folgenden kurz als Zugkomponente bezeichnet werden soll, und die andere parallel zur Längenausdehnung des Objektes zu liegen kommt. Diese soll immer kurz als Druckkomponente bezeichnet werden. Diese Bezeichnung ist nur der Kürze halber gewählt, um die einzelnen Komponenten stets leicht aus einander halten zu können.

Geben wir nun dem zu durchschneidenden Objekte die Stellung nm_2, so ergibt sich, wenn wir in einem Punkte (n) wieder ein Kräfteparallelogramm einzeichnen, daß bei gleichbleibender Größe der Zugkomponente auch die Druckkomponente gleich bleibt, allerdings hat sie ihre Richtung stark geändert. Die in Fig. 2 II dargestellte Wirkungsweise des Messers bei einem Schlittenmikrotome wird auf Grund des bisherigen nun leicht klar werden. Das Messer nm ist so eingespannt, daß es beim Führen auf der Schlittenbahn das Objekt m_1n ganz durchschneidet. Das im Punkte a gezeichnete Kräfteparallelogramm zeigt die Resultierende in der Richtung r, die mit der Richtung der Fortbewegung des Messers zusammenfällt. Die Zugkomponente fällt mit der Richtung der Schneide zusammen, die Druckkomponente liegt parallel zur Längenausdehnung des Objektes. Geben wir dem Objekte die Lage m_3n, so muß, wenn wir gleich bleibende Verhältnisse schaffen wollen, auch die Lage des Messers geändert werden und zwar so, daß die Länge des schneidenden Teiles der Schneide die gleiche bleibt. Das Messer erhält demnach die Lage m_2n. Auch hier ergibt sich, wenn wir an einem Punkte (n) der Schneide ein Kräfteparallelogramm zeichnen, daß bei gleichbleibender Zugkomponente die Druckkomponente ebenfalls gleich bleibt. Der in Fig. 2 I gezeichnete Fall wird in Fig. 2 II dadurch erhalten, daß wir das Objekt m_1n im Punkte n senkrecht auf das Messer stellen. Bei flächenförmigen Objekten ergeben sich dieselben Verhältnisse, wie sie in Fig. 2 II dargestellt sind. Fig. 2 III soll dies erläutern. Das Objekt $ABCD$ wird durch das Messer mB geschnitten und weist dem Messer die breitere Kante zu. Geben wir dem Objekt die Lage $EBFG$, so daß es mit der kleineren Kante gegen das Messer steht, so muß dies bei gleichbleibender Schneidenlänge die Lage m_1B einnehmen. Die in a, bezw. B eingezeichneten Kräfteparallelogramme ergeben wiederum Gleichheit der Komponenten, wobei die Druckkomponenten parallel zur längsten Ausdehnung, das ist zur Diagonale BC, bezw. BF zu liegen kommen.

Aus diesen Überlegungen dürfen aber nicht falsche Schlüsse abgeleitet werden. Wenn auch die Größe der einzelnen Komponenten bei gleichbleibender Ausdehnung des Objektes und gleichbleibender Länge der Schneide immer dieselbe ist, so ist es doch beim Schneiden nicht gleichgültig, welche Lage Objekt und Messer zu einander

[1]) Vgl. Gottschau M., Vorzüge und Nachteile verschiedener Mikrotome und ihrer Hilfsapparate, *Zeitschr. f. wiss. Mikroskopie, 1. S. 327. 1884.*

einnehmen. Je größer der Winkel wird, den Objekt und Messer mit einander bilden, desto mehr nähern sich auch die Komponenten einander, um schließlich fast in derselben Richtung zu verlaufen. Das heißt, daß die Zug- und Druckwirkung immer mehr und mehr in eine Richtung zu liegen kommen. Nehmen wir in Fig. 2 III für das Objekt ein Stück eines Blattes, von dem ein Querschnitt ausgeführt werden soll. Das Blatt besteht aus ungleichen Gewebepartien, dem weichen schwammigen Mesophyll und der derberen oberen und unteren Epidermis. Bei der Lage *ABCD* oder einer dieser nahekommenden liegt für dieses Objekt das Optimum für das Schneiden. Geben wir ihm aber die Lage *EBFG*, so wird das Blatt nur schwer geschnitten werden können, da das Messer die harte Epidermis leicht wegdrückt und das Gewebe dadurch quetscht und leicht zerreißt.

Bevor ich nun auf die Wirkung der Messer bei den Spitzenmikrotomen übergehe, will ich in Kürze die Anforderungen an ein Mikrotom in bezug auf die Messer zusammenstellen, an Hand deren ein Vergleich zwischen Schlitten- und Spitzenmikrotomen leichter möglich sein wird.

1. Möglichkeit der Ausnützung der ganzen Schneide des Messers.
2. Damit gegebene Möglichkeit, den Schnittwinkel beliebig zu verändern.
3. Möglichkeit der Veränderung des Anstellwinkels.
4. Gleichbleibende Inanspruchnahme jedes Punktes der Schneide während des Schneidens, d. h.
   a. Gleich bleibenden Wegstücken auf der Messerbahn entsprechen unter sich gleich bleibende Stücke der Schneide.
   b. Die Lage der Zug- und Druckkomponenten bleibt in jedem Punkt der Schneide gleich.
   c. Die Größe der Zug- und Druckkomponente bleibt in jedem Punkte gleich.
   d. Der Schnittwinkel ist für jeden Punkt der Schneide gleich groß, daher auch die Winkel des schneidenden Keiles (Facettenwinkel, ev. vergrößert durch den Anstellwinkel). Das Messer besitzt daher in jedem Punkte die gleiche Schärfe.

Die in diesen Punkten zusammengestellten Forderungen werden von den Schlittenmikrotomen restlos erfüllt. Inwiefern das auch von den Spitzenmikrotomen gelten kann, soll im Folgenden gezeigt werden.

Neuberger[1]) hat gelegentlich darauf verwiesen, daß sich mit dem Jungschen Studentenmikrotom wohl Paraffinserien und gefrorene Objekte, nicht aber z. B. frische oder gehärtete pflanzliche Objekte schneiden lassen. Wenn das Mikrotom dieser gestellten Aufgabe gerecht werden soll, so muß die Messerführung die Bewegung des Messers beim Schneiden aus freier Hand möglichst getreu nachahmen. Neuberger löste diese Aufgabe so, daß er bei einem geraden Messer eine Stellung wählte, wie sie in Fig. 3 wiedergegeben ist. *AB* sei das zu schneidende Objekt, *AM* das gerade Messer, das bei *A* an dem Arm *OA* befestigt ist, der um *O* gedreht werden kann. Drehen wir nun das Messer um den Punkt *O* und zwar z. B. so, daß das erste Drittel der Länge der Schneide durch das Objekt durchgezogen wird und das Messer in die Stellung *ab* kommt, so sehen wir, daß das Messer nur ein ganz kleines Stück des Objektes, nämlich *AC* geschnitten hat. Das zweite Drittel der Schneide schneidet ein beträchtlich größeres Stück und das dritte ein noch größeres. Zeichnen wir an einzelnen

[1]) Neuberger, J., Ein einfaches Schulmikrotom, *Zeitschr. f. wiss. Mikroskopie* **17**. *S. 1. 1900.*

Punkten der Schneide die Kräfteparallelogramme, so ergibt sich, daß sowohl die Lage als auch die Größe der Druckkomponente bei gleichbleibender Größe der Zugkomponente in den einzelnen Punkten nicht gleich ist[1]). Gegen das Ende drückt das Messer mehr als es zieht, gleichzeitig wird der Winkel des schneidenden Keiles größer, das Messer daher stumpfer. Von den früher genannten Forderungen wird nur Punkt 1 und 3, 2 zum Teile erfüllt, alle übrigen nicht.

Wir fassen nun die Frage ins Auge, ob durch Verwendung von geschweiften Messern diese Übelstände beseitigt werden können. Schaffer[2]) hat seinerzeit über

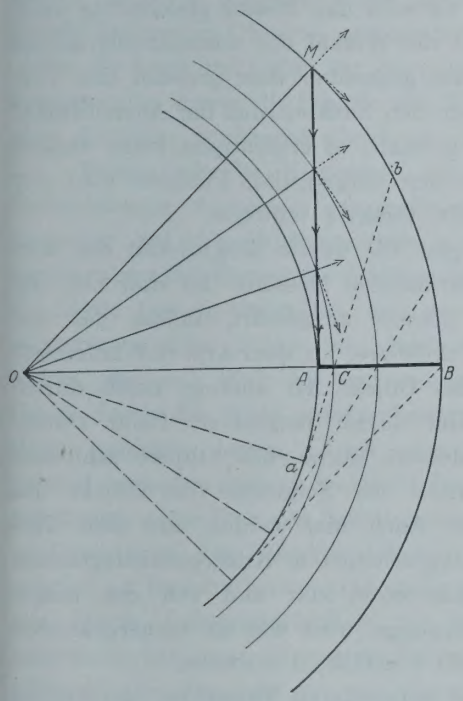


Fig. 3.

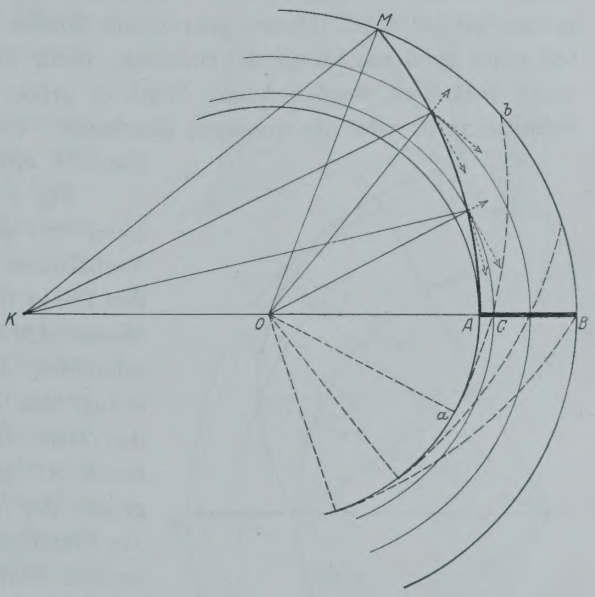


Fig. 4.

derartige Instrumente berichtet. „Entsprechend der Halbkreisführung des Messers und dem Grundsatze, bei Zelloidinpräparaten eine möglichst lange Schneide auszunützen, ist das Messer säbelförmig gekrümmt, d. h., seine Schneide stellt das Bogenstück eines Kreises dar; daher wird beim Schneiden jedes stärkere Drücken und Quetschen des Präparates vermieden und rein im Zuge geschnitten". Wir wollen nun untersuchen, ob dieses „Schneiden im Zuge" tatsächlich in vollendeterer Weise vor sich geht als bei einem Schlittenmikrotom. Je nach der Größe des Krümmungsradius der Messer und

[1]) Neuberger hat die Druckkomponente bei der von ihm beigegebenen Zeichnung unrichtig eingezeichnet. Sie liegt nicht parallel zum Objekt, sondern in den einzelnen Punkten der Schneide in der Verlängerung der Radien der Kreisbogenstücke, die die einzelnen Punkte beim Schneiden vollführen. Bei der Drehung des Messers kommen sie dann im Moment, wo sie das Objekt schneiden, parallel zu diesem zu liegen. Die Resultierende liegt in der Richtung der Tangente dieser Kreisbogenstücke, während die Zugkomponente im vorliegenden Falle mit der Richtung der Messerschneide zusammenfällt, bei den später behandelten gekrümmten Messern in der Richtung der an den einzelnen Punkten des Messers eingezeichneten Tangenten liegt.

[2]) Schaffer, J., Fromme's Patentmikrotom ohne Schlittenführung und eine neue Präparatenklammer, *Zeitschr. f. wiss. Mikroskopie, 8. S. 298. 1891.* — Neue Mikrotome aus der Werkstätte der Gebrüder Fromme in Wien, *Zeitschr. f. wiss. Mikroskopie* **13**. *S. 1. 1896.*

der Lage des Krümmungsmittelpunktes sind zwei Fälle möglich. Den ersten Fall gibt Fig. 4. Das Objekt sei *AB*, das Messer *AM*, das an dem um *O* drehbaren Arm *OA* befestigt ist. Der Krümmungsmittelpunkt des Messers ist mit *K* bezeichnet. Aus dem Vergleich mit Fig. 3 geht sofort hervor, daß in beiden Fällen die Wirkungsweise des Messers eine analoge ist. Auch hier werden von gleichen Teilen der Schneide Anfangs kleinere, dann größere Teile des Objektes geschnitten, wobei, wie aus dem Vergleich der an zwei Punkten eingezeichneten Kräfteparallelogramme hervorgeht, die Druckkomponente gegen das Ende des Messers immer größer wird, desgleichen sich auch die Richtung der Druckkomponente ändert. Gegen das Ende zu wird das Messer gleichzeitig auch immer stumpfer, da der Schnittwinkel und damit der Winkel des schneidenden Keiles immer größer wird. Dieses gekrümmte Messer hat gegenüber dem geraden den Vorteil einer größeren Länge der Schneide, dafür aber den Nachteil, daß der Anstellwinkel nicht verändert werden kann. Wird er größer gewählt, so erhält man keine ebenen Schnitte mehr oder sie versagen überhaupt. Von den aufgestellten Punkten wird nur Punkt 1 erfüllt, Punkt 2 teilweise.

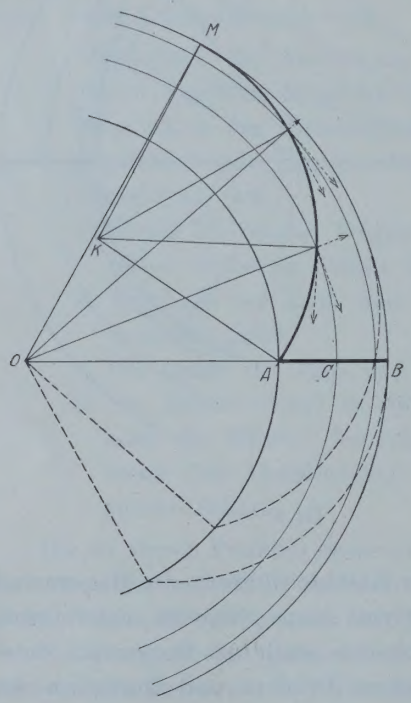


Fig. 5.

Fig. 5 gibt die zweite Möglichkeit der Wirkung von gekrümmten Messern. Es sind hier die Verhältnisse gerade umgekehrt, indem das um den Punkt *O* drehbare, an dem Arm *OA* befestigte Messer *AM* das Objekt *AB* anfangs rasch durchschneidet, dann immer langsamer. Beim Durchziehen des Messers durch das Objekt schneidet das erste Drittel der Schneide vom Objekt das Stück *AC* ab. Auch hier werden aus dem Vergleich der eingezeichneten Kräfteparallelogramme die Verhältnisse sofort klar und von den aufgestellten Forderungen wird wie im vorhergehenden Falle nur Punkt 1 erfüllt, 2 teilweise.

Die hier aufgezeigten Tatsachen, die keineswegs zu Gunsten der Spitzenmikrotome sprechen, können bis zu einem gewissen Grade abgeschwächt werden und zwar dadurch, daß einerseits der Arm *OA* möglichst groß und das Messer möglichst lang gewählt wird, bei einem ebenfalls möglichst groß gewählten Krümmungsradius. Nach den Mitteilungen von Schaffer hat die Firma Fromme Spitzenmikrotome hergestellt, die einen Konsolarm von der Länge von 18 und 22 cm besitzen, während die Messer Längen von 13 und 25 cm besitzen. Je länger aber der Konsolarm wird, desto mehr flacht sich auch der Kreisbogen, den die einzelnen Punkte der Schneide beim Schneiden beschreiben, ab, so daß wir uns immer mehr und mehr einer Geraden nähern. Zeichnet man sich ein Bogenstück eines Kreises mit einem Radius von 22 bis 24 cm und betrachtet man die Stärke der Krümmung, so sieht man, wie flach sie ist und daß dieser Umstand nicht ausschlaggebend sein kann für ein besseres Gelingen der Schnitte als bei einem Schlittenmikrotom. Ebensowenig hat das gekrümmte Messer einen Vorteil gegenüber dem geraden Messer bei den Schlittenmikrotomen voraus. Die Krümmung ist bei dieser Art des Schneidens nur deshalb notwendig geworden, um eine längere Schneide zur Verfügung zu haben.

Wenn in der Praxis diese Nachteile, die hier aufgezeigt wurden, nicht oder nur

in geringem Maße fühlbar sind, so liegt meiner Meinung nach der Grund nur darin, daß infolge der gewählten großen Dimensionen des Instrumentes und der Messer den früher aufgestellten Forderungen ziemlich nahe gekommen wird, wenn sie auch nicht vollends erfüllt werden. Unerfüllbar bleibt stets jedoch Punkt 3. Mit Ausnahme dieses Punktes ließen sich bei klein bleibendem Konsolarm die Nachteile nur dadurch beheben, daß an Stelle von Messern, die Teile eines Kreisbogens darstellen, solche verwendet werden, die Teile einer Schneckenlinie sind, wie dies Fig. 6 zeigt. Aus dieser Abbildung geht hervor, daß von gleichen Teilen der Schneide gleiche Stücke des Objektes geschnitten werden, wobei die Lage und Größe der Zug- und Druckkomponenten sowie die Schärfe des Messers in allen Punkten annähernd gleich ist.

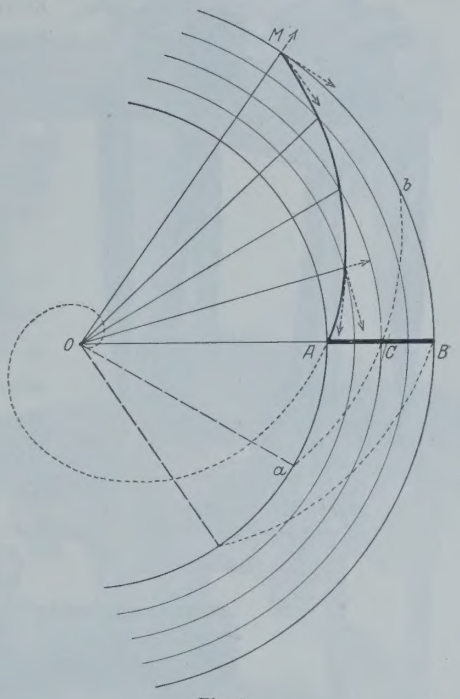


Fig. 6.

Fassen wir die Ergebnisse vorstehender Betrachtungen zusammen, so ergibt sich, daß in bezug auf die Wirkungsweise und Inanspruchnahme der Messer die Schlittenmikrotome die ideale Lösung darstellen, daß den Spitzenmikrotomen eine Reihe von Nachteilen anhaften, die sich aber bis zu einem gewissen Grade durch die Wahl entsprechender Dimensionen mildern lassen. Auch eine eventuell geltend gemachte größere Stabilität der Spitzenmikrotome gegenüber den Schlittenmikrotomen, wodurch auch das Schneiden harter Objekte möglich ist, besteht heute nicht mehr zu Recht. Die ideale Leistungsfähigkeit der Schlittenmikrotome hat sich mir erst vor kurzem wieder glänzend bestätigt, wo sich mit ihnen von Hölzern, die doch bestimmt nicht die günstige Konsistenz eines Zelloidinmaterials besitzen, Schnitte von wenigen μ Dicke herstellen ließen[1]).

Neue Apparate für Faserprüfungen: Die Faser-Prüflupe und das Faser-Prüf- und Vergleichsmikroskop.

Von
Carl Pulfrich.
(Mitteilung aus dem Zeisswerk, Jena.)

Die zu prüfende Wollfaser z. B. gelangt als ein ausgezogenes Bündel solcher Fasern, zwischen zwei Glasplatten eingeschlossen, zur Beobachtung.

Der Objekttisch trägt eine rechteckige ebene Glasplatte, auf der das Faserbündel ausgezogen und befestigt wird. Auf jeder der beiden schmalen Seiten des Objekttisches ist ein mit Tuch überzogener Umlegeriegel angebracht. Man klemmt (siehe Fig. 3, links unten) das eine Ende des Faserbündels in den einen der beiden Riegel ein, zieht das Bündel aus und legt während des Ziehens den zweiten Riegel um. Die

[1]) Kisser, J., Die Art des Schliffes der Mikrotommesser und ihre Zurichtung für dünnste Schnitte, *Zeitschr. f. wiss. Mikroskopie. 43. 1926.*

Ebenung der so eingespannten Fasern und des sogenannten Bartes geschieht durch eine oben aufgelegte lose Glasplatte, die dann noch durch zwei an der Längsseite anzubringende Klammern mit ausreichendem Druck gegen die untere Glasplatte angepreßt wird. Die Beleuchtung der Fasern erfolgt von unten durch einen drehbaren und verschwenkbaren Spiegel. So können die Fasern bei Hellfeld- und Dunkelfeldbeleuchtung und nach Einfügung eines Farbfilters auch in farbigem Licht beobachtet werden.

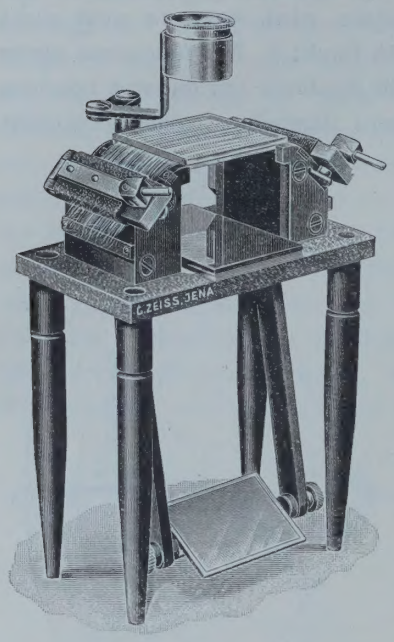


Fig. 1. Die Faserprüflupe.

Das kleinere der beidenInstrumente (Fig. 1) ist nur für Lupenbetrachtung eingerichtet. Die Lupe ist über dem Tisch verschiebbar und hat eine 6fache Vergrößerung.

Das andere Instrument (Fig. 2 und 3) ist ein Vergleichsmikroskop, in dessen Bildfeldebene die Bilder der miteinander zu vergleichenden Fasern in einer senkrecht zu ihrer Längsrichtung gelegenen scharfen Trennungslinie zusammenstoßen (Fig. 2, rechts oben). Jedes der beiden Teilmikroskope hat eine 12fache und eine 150fache Vergrößerung, die durch Drehen an dem Revolver leicht gegeneinander

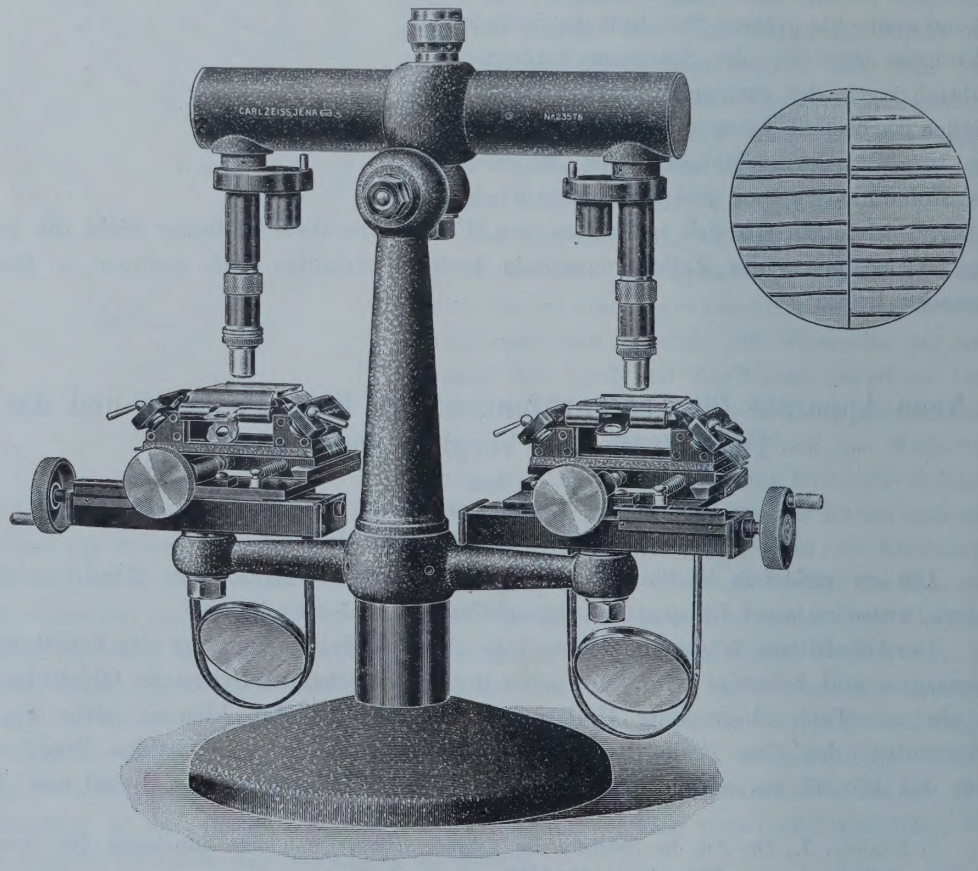


Fig. 2. Das Faser-Prüf- und Vergleichs-Mikroskop.

ausgewechselt werden können. Die Scharfeinstellung des stark vergrößerten Bildes geschieht durch Drehen an der unmittelbar über dem Objektiv befindlichen Walze.

Die Objekttische sind zum Auswechseln eingerichtet. Es empfiehlt sich, dem Apparat gleich eine ganze Reihe solcher Objekttische beizugeben, die dann einzeln, losgelöst vom Apparat, mit dem zu untersuchenden Faserbündel beschickt werden können (siehe Fig. 3) und so für den Vergleich der verschiedenen Proben untereinander ohne weiteres zur Verfügung stehen.

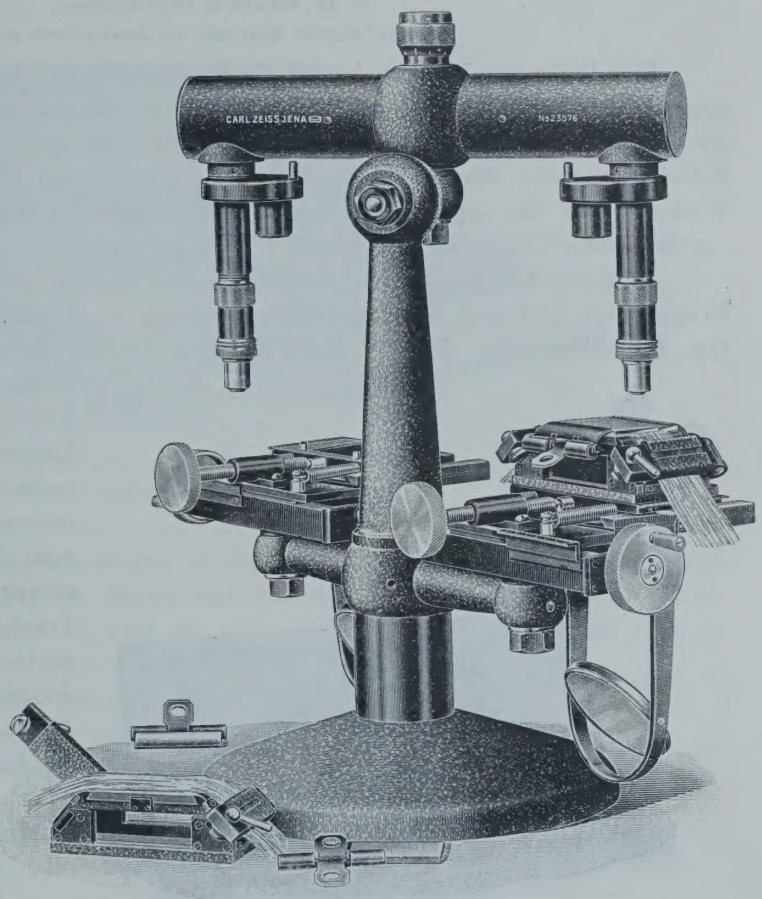


Fig. 3. Einspannen des Faserbündels.

Um beim Aufsetzen des Objekttisches durch das weit herunterreichende Objektivende des Mikroskops nicht behindert zu sein, ist der Arm, auf dem die beiden Objekttische sitzen, um die Säule des Apparates als Drehachse zum Verschwenken eingerichtet. Hernach wird der Arm wieder in seine frühere Lage zurückgeschwenkt.

Jeder der beiden Objekttische ist in seiner Ebene, und zwar in der Längsrichtung der Fasern und senkrecht dazu mikrometrisch verschiebbar. Die jedesmalige Lage unter dem Mikroskop wird durch zwei Millimeter-Maßstäbe mit je einem einfachen Index angezeigt.

Als Einstellmarke für die Ermittelung der Zahl der Kräuselungen einer Faser pro Millimeter Verschiebung kann die scharfe Trennungslinie zwischen den beiden Gesichtsfeldhälften benutzt werden, oder aber man legt auf den einen Objekttisch einen in Zehntelmillimeter geteilten Glasmaßstab auf und vergleicht damit die in der anderen Gesichtsfeldhälfte sichtbaren Fasern in bezug auf ihre Dicke und die Zahl der Kräuselungen.

Das Vergleichsmikroskop kann auch für die Beobachtung und den Vergleich fertiger Gewebe in der Textilindustrie benutzt werden.

Über zwei neue Polarisationsapparate.

Von

Dr. **W. Ewald** in Berlin-Friedenau.

(Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Askania-Werke A.-G.).

Eine Reihe von Körpern besitzt die Eigenschaft, das bei gekreuzten Polarisationsprismen dunkle Gesichtsfeld aufzuhellen, wenn sie als planparallele Schichten zwischen die Prismen gebracht werden. Dieses Verhalten ist dadurch zu erklären, daß die Polarisationsebene des durchfallenden linear polarisierten Lichtes um einen gewissen Winkel gegen die urprüngliche Lage gedreht wird. Derartige Körper werden als „optisch aktiv" bezeichnet.

Zu diesen Körpern gehört beispielsweise der Zucker. Somit ist die polarimetrische Messung ein einfaches und zuverlässiges Mittel zur Bestimmung der Konzentration von Zuckerlösungen. In der Zuckerindustrie dienen die Polarisationsapparate zur Feststellung des Gehaltes an Rüben- oder Rohrzucker, im Laboratorium zur Untersuchung optisch aktiver Substanzen, insbesondere auch zur Prüfung von Nahrungs- und Genußmitteln. Der Arzt ermittelt die Traubenzucker- und Eiweißprozente im diabetischen Harn. Jedoch die Unhandlichkeit der Apparate und die Abhängigkeit der Ausführung der Messung von einer besonderen Lichtquelle schränkten den Anwendungsbereich erheblich ein.

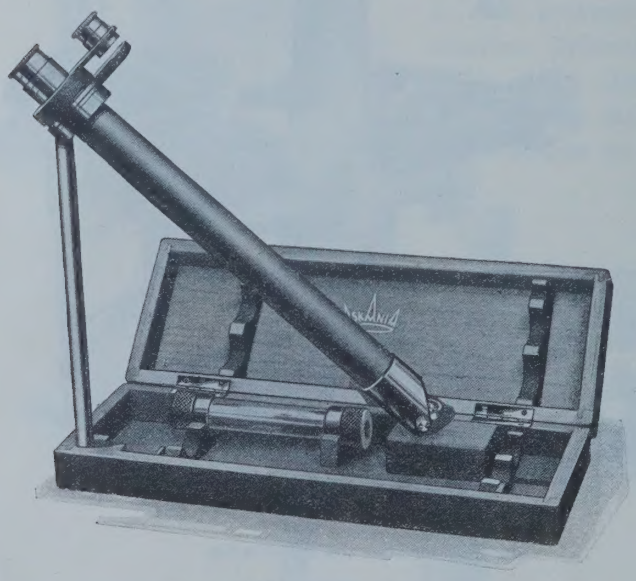


Fig. 1. Taschen-Polarisationsapparat.

Die Fig. 1 zeigt einen neuen Taschen-Polarisationsapparat der Askania-Werke in seiner überaus handlichen Form. Die Messung ist vollkommen unabhängig von einer besonderen Lichtquelle, man richtet den Apparat gegen den Himmel oder eine beliebige Lampe.

Zum Gebrauch entnimmt man dem in der Fig. 2 deutlich sichtbaren Etui die Stativstange (*St*) und steckt sie in den an der einen Seite des Kastens angebrachten Halter *H*. Hierauf setzt man den eigentlichen Apparat, nachdem der Spiegel (*Sp*) aufgeschoben ist, bei *Z* auf das Stativ und das Instrument ist gebrauchsfertig, wie es die Fig. 1 zeigt.

Die Fig. 3 veranschaulicht den neuen Hand-Polarisationsapparat der Askania-Werke. Derselbe besitzt im wesentlichen dieselbe optische und mechanische Einrichtung, wie der oben angeführte Taschenapparat, jedoch ist durch die Messung mit der doppelten Rohrlänge eine doppelt so hohe Empfindlichkeit gegeben und weiter zwecks genauer Untersuchung eine Feineinstellung angebracht. Die Lichtquelle ist wie beim Taschenapparat beliebig.

Das Gesichtsfeld beider Apparate hat mehr als die 20fache Größe früherer Ausführungen, wodurch diese äußerst genaue Messungen zulassen. Blickt man in einen derselben, so hat man zwei gelb gefärbte Gesichtsfeldhälften vor sich, wie Fig. 4 veranschaulicht.

Die Hälften zeigen zunächst verschiedene Helligkeit, jedoch läßt sich durch Drehen

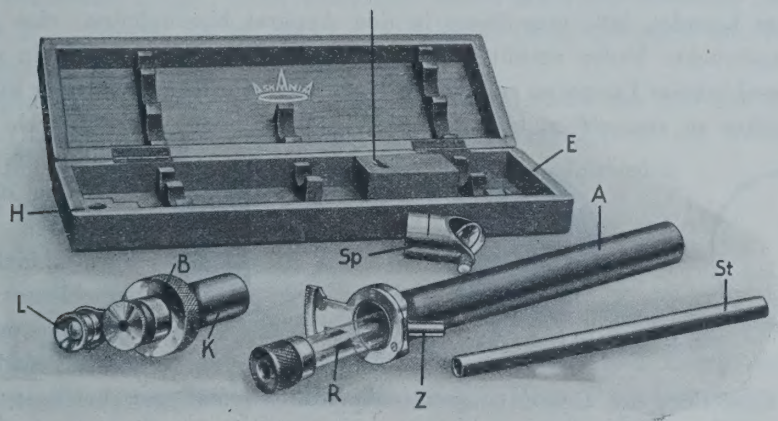


Fig. 2. Taschen-Polarisationsapparat, zerlegt.

des Kopfteiles (K) eine Stellung finden, in der beide Hälften in der Helligkeit gleich werden (s. die Mitte der Fig. 4). Bringt man nun das mit einer aktiven Substanz gefüllte Rohr in einen Apparat, so wird die eben erwähnte Gleichheitsstellung eine andere Lage des Kopfteiles gegenüber dem übrigen Teil des Instrumentes bedingen. Die erforderliche Drehung wird an einer Skala in Kreisgraden mittels eines Indexstriches und einer Lupe abgelesen. Die Skala hat beim Taschen-Polarisationsapparat einen Meßbereich von -10^0 bis $+10^0$, beim Handapparat von -20^0 bis $+30^0$ und ist durchweg in Zehntel Grade geteilt. Durch die starke Lupenvergrößerung ist eine absolut sichere direkte Ablesung von $0{,}05^0$ möglich.

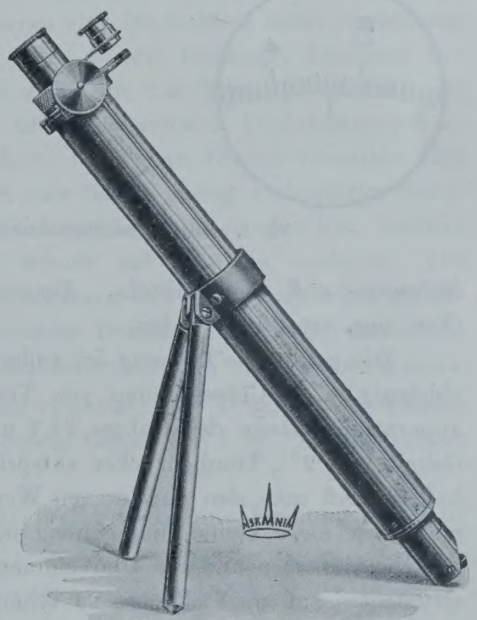


Fig. 3. Hand-Polarisationsapparat.

Gegenüber den bestehenden Ausführungen hat der Apparat eine mit dem Indexstrich festverbundene Lupe.

Wie Fig. 5 zeigt, erleichtert die Vermeidung eines Nonius die praktische Ablesung.

Ausführung der Messung. Man stellt den Apparat ohne Röhre zunächst auf gleiche Helligkeit der Gesichtsfeldhälften ein, um den Nullpunkt zu kontrollieren. Ergibt sich eine kleine Abweichung, so wird diese abgelesen und bei der Auswertung in der Weise berücksichtigt, daß sie je nach dem Drehungssinn zu der endgültigen Ablesung hinzugezählt oder von ihr abgezogen wird. Um eine gute Einstellung zu erreichen, muß die Beobachtungsröhre richtig gefüllt sein. Nachdem man

vom Rohr eine Verschlußklappe abgeschraubt hat, gießt man soviel von der zu untersuchenden Flüssigkeit ein, daß sich eine kleine Kuppe bildet. Jetzt wird das mit einem weichen Tuch getrocknete Deckglas von der Seite über das Rohr geschoben, so daß man die Kuppe wegdrückt, dann wird die Verschlußplatte vorsichtig aufgelegt und die Kappe mit eingelegtem Gummiring ohne merklichen Druck angeschraubt. Starker Druck macht die Verschlußplatte doppelbrechend und fälscht so die Messung. Ist die Füllung des Rohres beendet, läßt man dieses in den Apparat hineingleiten; eine geeignete im Innern angebrachte Feder verhütet ein Aufschlagen des Rohres. Um in dem Apparat Rohre verschiedener Länge zu verwenden, und doch ein Klappern einer kürzeren Beobachtungsröhre zu vermeiden, klemmt oben erwähnte Feder jedes Rohr in der richtigen Stellung fest.

Fig. 4. Gesichtsfeld der Polarisationsapparate.

Der obere Teil des Apparates wird mittels eines einfachen Bajonettverschlusses aufgesetzt und abgenommen. Durch diesen Verschluß ist jedesmal die Einstellung der Gesamtlänge des Apparates genau gewährleistet, was bei den bisherigen Typen, die mit einer einfachen Zunge arbeiten, nicht garantiert werden kann.

Ist das Rohr eingelegt, wird erneut abgelesen und die Messung ist beendet. Es ist stets zu empfehlen, mehrere Ablesungen kurz hintereinander auszuführen, um aus dem Mittel das wahre Resultat mit noch größerer Genauigkeit abzuleiten.

Allgemeine Verwendung. Solange allzu große Drehungswinkel nicht in Frage kommen und die Genauigkeitsgrenze von $^1/_{20}{}^0$ ausreicht, können der Taschen- und Handapparat zu allen polarimetrischen Messungen benutzt werden, also ebensowohl zur Bestimmung des Zuckers in Rübensäften wie in Nahrungs- und Genußmitteln. Ferner kann der Drehungswinkel von ätherischen Ölen usw. ermittelt werden.

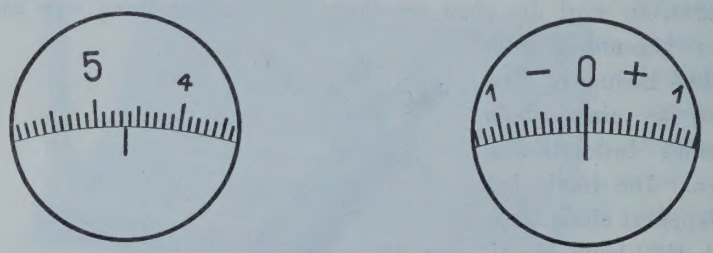


Fig. 5. Ablesung des Polarisationsapparates.

Die gefundene Drehung ist außer von der Konzentration auch von der Rohrlänge abhängig. Zur Untersuchung von Traubenzuckerlösungen wählt man beim Taschenapparat die Länge des Rohres 94,7 mm, weil dann ein Kreisgrad der Teilung dem Gehalt von $2\,^0/_0$ Traubenzucker entspricht. Um also die Traubenzuckerprozente zu erhalten, muß man den abgelesenen Wert verdoppeln. Durch Teilung in Kreisgrade hat man zwar diese kleine Umrechnung nötig, man ist aber dadurch in die Lage gesetzt, mittels einfacher anderer Umrechnung den Anwendungsbereich des vorliegenden Instrumentes auf ein Vielfaches zu erhöhen (s. weiter unten). Beim Handapparat benutzt man Röhren von der doppelten Länge und liest dann direkt die Zuckerprozente an der Teilung ab.

Kontrolliert man gelegentlich die Apparate mit bestimmten Traubenzuckerlösungen, so muß man darauf achten, daß diese mindestens einen Tag alt sind, da frisch angesetzte Lösungen ein anderes Drehvermögen besitzen (Birotation).

Bei Lösungen, die nur Rohrzucker enthalten, entspricht einem Kreisgrad

Drehung ein Gehalt von 2%, wenn man ein Rohr von 75,2 mm Länge im Taschenapparat benutzt. Die abgelesenen Drehungswinkel sind also mit 2 zu multiplizieren, um den Prozentgehalt zu ermitteln. Beim Handapparat fällt durch Verdoppelung der Rohrlänge jede Umrechnung fort.

Für die Bestimmung des Zuckergehaltes in Rüben verwendet man ein Rohr von 96,1 m (bzw. 192,2 mm) Länge, dann entspricht jedem Kreisgrad Drehung ein Gehalt von 6% (bzw. 3%) Zucker. Es ist also der abgelesene Drehungswinkel mit 6 (bzw. 3) zu multiplizieren.

Für allgemeine Untersuchungen ist am besten ein Rohr von 100 mm (bzw. 200 oder 220 mm) Länge zu benutzen, doch ist zur Auswertung dann die Kenntnis der spezifischen Drehung der in Frage kommenden Substanz erforderlich.

Für die spezifische Drehung ist zu setzen:

bei Rohrzucker . . . . . 66,5°
„ Milchzucker . . . . . 52,5°
„ Traubenzucker . . . . 52,8° (ältere Lösungen).

Zum Schluß sei noch auf die Möglichkeit der Zucker- und Eiweißbestimmung im diabetischen Harn hingewiesen. Da diabetischer Harn Traubenzucker enthält, wird zur Untersuchung desselben eine Röhre von 94,7 mm (bzw. 189,4) Länge benutzt (s. oben), weil dann ein Kreisgrad der Teilung dem Gehalt von 2% (bzw. 1%) Traubenzucker entspricht. Durch Verdoppeln des abgelesenen Wertes erhält man, wie schon oben gesagt, direkt die Traubenzuckerprozente beim Taschenapparat, beim Handapparat liest man direkt die Prozente ab.

Der Vollständigkeit wegen seien hierzu noch einige Bemerkungen gestattet:

Kann man infolge starker Färbung des Harnes eine Einstellung nicht vornehmen, so ist dieser zu klären. Man setzt zu 100 ccm Harn 10 ccm Bleiessig, bestimmt das Drehvermögen und multipliziert die abgelesene Zahl mit 2,2 (bzw. 1,1). Enthält die zu untersuchende Lösung auch Eiweißstoffe, so ist der abgelesene Drehungswinkel zu klein, da diese in entgegengesetztem Sinne drehen. Falls man Eiweiß vermutet, fällt man zuvor dieses aus, indem man 100 ccm Harn zum Sieden bringt und solange Essigsäure zusetzt, bis das Eiweiß sich als flockiger Niederschlag abgeschieden hat. Sodann wird filtriert und die abgelaufene Flüssigkeit wieder auf 100 ccm verdünnt. Die Differenz der Ablesungen vor und nach der Behandlung mit Essigsäure wird zur Ermittelung des Eiweißgehaltes benutzt. Die spezifische Drehung für die Albuminstoffe ist von gleicher Größe, aber im entgegengesetzten Sinne wie die des Traubenzuckers.

Beispiel für den Taschenpolarisationsapparat: Die Drehung des diabetischen Harnes im 94,7 mm-Rohr sei 2,8°, was einem Gehalt von 5,6% Traubenzucker entspricht.

Nach Abscheidung des Eiweißes (s. oben) ergibt sich eine Drehung von 3,0° = 6,0% Traubenzucker.

Es sind somit im Harn enthalten:

6% Traubenzucker und 0,4% Eiweiß.

Referate.

Über elastische Nachwirkung bei verschiedenen Temperaturen.

Von H. König. *Physikal. Zeitschr.* **22.** *S. 797. 1925.*

Bekanntlich vollziehen sich elastische Deformationen nur zu einem Teile sofort. Ein Rest, die Nachwirkung, folgt langsamer und kann lange Zeit, selbst Monate, dauern. Meist ist diese Nachwirkung klein und merklich von der Temperatur abhängig. Neuere Untersuchungen haben empirisch ergeben, daß die elastische Nachwirkung proportional mit dem Logarithmus der Zeit verläuft.

In der vorstehenden Arbeit wird nun experimentell untersucht, inwieweit das logarithmische Gesetz bei verschiedenen Temperaturen (15° bis 360°) und bei verschiedenem Material (Glas, Kupfer Messing, Aluminium) Gültigkeit besitzt. Zur Beobachtung gelangen einseitig horizontal eingeklemmte dünne Stäbe, deren Durchbiegung durch aufgesetzte Gewichte an einem Zeiger im Okularmikrometer eines Mikroskops beobachtet wird. Zur Veränderung der Temperatur sind die etwa 38 cm langen und 2 mm dicken Stäbe mit einem Widerstandsheizrohr aus Messing umgeben, das gegen Wärmeabgabe gut isoliert ist. Auf der einen Seite ist das Rohr geschlossen bis auf zwei Bohrungen für das verdickte und außerhalb des Heizofens eingespannte Stabende und das Thermoelement, auf der andern Seite sitzt ein Deckel mit Schlitz für das bewegliche Ende des Stabes. Ein hier befestigter Platindraht trägt ein Glimmerplättchen, das zur Dämpfung von Schwingungen in ein Becherglas mit Wasser taucht, und außerdem in der Stabverlängerung einen feinen Zeiger zur Beobachtung der Durchbiegungsnachwirkung. Folgende Ergebnisse wurden festgestellt:

Die Nachwirkung verläuft bei den untersuchten Materialien im allgemeinen schneller als proportional mit dem Logarithmus der Zeit, bei Glas in dem Temperaturgebiet von 150° bis 250° auch langsamer. Auf längere Zeiten (3000 Sek) gilt jenes Gesetz nur bei bestimmten Temperaturen hinreichend genau, sonst ist es innerhalb der Fehlergrenzen nur für kurze Zeiten (z. B. bis 100 Sek) zu verwenden. Die Entlastungskurven ergeben sich im allgemeinen nur mit gewisser Annäherung durch Superposition aus den Belastungskurven. Die so ermittelten Kurven verlaufen gewöhnlich etwas flacher als die wirklichen (mit $\log t$ als Abszisse), bei Glas merklicher als bei Metallen. Bei letzteren wird in höheren Temperaturen die Superposition durch das der Nachwirkung überlagerte Fließen der Metalle gestört. Soweit dieses zu vernachlässigen ist, besteht Proportionalität der Nachwirkung mit der Belastung. Die Abhängigkeit der elastischen Nachwirkung von der Temperatur ist bei den Metallen größer als bei Glas, und zwar nimmt die Nachwirkung bei den ersteren mit wachsender Temperatur zu, bei Glas zwischen 150° und 250° zunächst bemerkenswert ab, dann aber wieder stark zu, so daß sie bei 360° etwa doppelt so groß ist wie bei 300°. Im übrigen erweist sich die Nachwirkung als sehr stark abhängig von der Vorbehandlung des Materials. Durch Erwärmen z. B. wird sie verkleinert, wobei der Elastizitätsmodul fast stets eine Zunahme erfährt. Doch zeigt sich bei gezogenem Kupfer, wohl infolge von Rekristallisationsvorgängen, ein komplizierteres Verhalten. *Wr.*

Studie zur Anwendung der Isoplanasiebedingung.

Von M. Berek, *Central-Ztg. f. Opt. u. Mech.* **47.** *S. 37. 1926.*

Die bekannte Proportionalitätsform der Staeble-Lihotzkyschen Isoplanasiebedingung sagt aus, daß Komafreiheit innerhalb mäßiger Bildwinkel, aber bei beliebig großer Öffnung dann besteht, wenn der Quotient aus den zonaren Abweichungen der sphärischen Längsaberration und der Sinusbedingung über die ganze Öffnung konstant ist. Verf. zeigt nun, daß die erwähnte Form der Isoplanasiebedingung praktisch unbrauchbar ist, weil der Quotient aus zwei kleinen Größen gebildet wird, die selbst nur meistens durch logarithmisch-trigonometrische Durchrechnung erhalten werden. Die Ungenauigkeiten der trigonometrischen Durchrechnung mit fünf- bis siebenstelligen Logarithmen werden um so einflußreicher, je kleiner die zonaren Abweichungen der Sinusbedingung sind. Letzteres ist aber erforderlich, wenn die nutzbare Öffnung groß sein soll.

Aus diesem Grunde stellt Verf. ein anderes Kriterium für Komafreiheit her, indem die Isoplanasiebedingung in der linearen Form durch zweckmäßige Transformation in eine andere lineare Form gebracht wird, die sich durch besonders einfachen Aufbau auszeichnet. Ein weiterer Vorteil derselben ist darin zu sehen, daß eine Konstante auftritt, welche sich als Abstand der Seidelschen komafreien Austrittspupille vom letzten Linsenscheitel herausstellt, so daß damit auch zugleich die richtige Blendenlage definiert ist. Bei der praktischen Verwendung der neuen Formel läßt sich meistens eine erhebliche Vereinfachung der Rechnung durchführen, so z. B. wenn ein dünnes Linsensystem vorliegt, bei welchem gleichzeitig der komafreie Blendenort innerhalb des Systems fällt; oder wenn bei beliebig dickem System die Seidelsche komafreie Eintrittspupille mit dem vorderen Hauptpunkt des Systems zusammenfällt. Es ergeben sich dann Annäherungsformeln, die eine Kenntnis der Seidelschen Teilkoeffizienten nicht mehr erfordern. Zugleich führt weitere Spezialisierung auf Objektabstand ∞ auf die bekannte Koinzidenzbedingung.

Außer den erwähnten Spezialisierungen ist die Bereksche Form der Isoplanasiebedingung in einfacher Weise einer Verallgemeinerung im Hinblick auf die chromatische Variation der Bildgröße fähig. Für die Bedingungen gleichzeitiger Komafreiheit und Freiheit von chromatischer Variation der Bildgröße über die ganze Öffnung, wohlgemerkt für mäßige Bildwinkel, aber beliebige Öffnungen, findet Verf. eine lineare Form der Isoplanasiebedingung, die sich von der zuerst erwähnten nur durch die Erweiterung der Konstanten (Abstand der Seidelschen komafreien Eintrittspupille vom letzten Linsenscheitel) auf alle Farben unterscheidet. *Flügge.*

Die Interferometerbilder der primären Aberrationen.

Von R. Kingslake. *Transact. Opt. Soc.* **27**. *S. 94. 1925/26.*

Bei der Untersuchung optischer Systeme am Interferometer ergeben sich bekanntlich charakteristische Interferenzstreifensysteme, aus denen der Aberrationszustand des betreffenden optischen Systems erkannt werden kann. In der vorliegenden Abhandlung werden typische Fälle solcher Bilder theoretisch berechnet und die Richtigkeit der Rechnung an Photogrammen bewiesen. Die untenstehenden Bilder beziehen sich auf eine einfache Linse von 25 cm Durchmesser und 3 cm

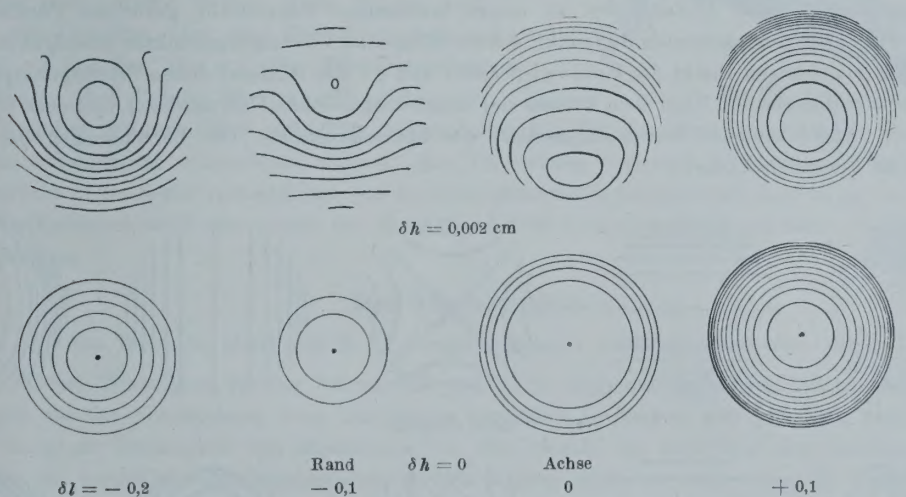
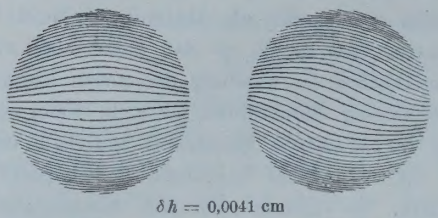


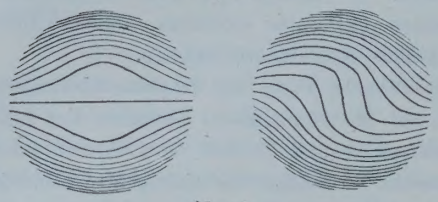
Fig. 1. Sphärische Aberration.

Öffnung. Die Aberrationen sind folgende: gewöhnliche sphärische Unterkorrektion vom Betrage 0,11 cm; Koma, womit die Lateraldistanz zwischen dem Bildpunkt des Hauptstrahls und dem Bildpunkt der meridionalen Randstrahlen gemeint ist, vom Betrage 0,0028 h cm, wo h den Abstand des Bildpunktes von der optischen Achse bedeutet; schließlich eine astigmatische Differenz vom Betrage 0,02 h^2 cm. Die Figuren sind für $h = 2{,}18$ cm, entsprechend 5^0 Hauptstrahlneigung gegen die Achse, berechnet worden. Die den Bildern beigeschriebenen mathematischen Zeichen haben folgende Bedeutung: als Bezugsfläche wird die Petzval-Fläche zugrunde gelegt, d. h. die Bildfläche der Bild-

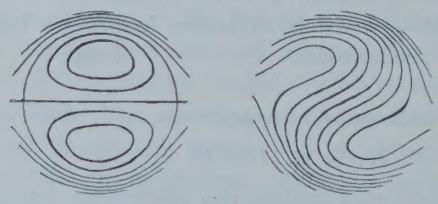
punkte aller Hauptstrahlen einschließlich der optischen Achse; infolge der sphärischen und astigmatischen Fehler werden aber Strahlen, die nicht von der Mitte des optischen Systems herkommen,



$\delta h = 0{,}0041$ cm



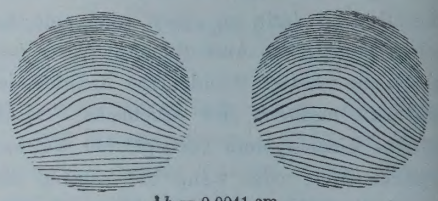
$\delta h = 0$



$\delta h = 0{,}0041$ cm

$\delta t = 0$ 0,002 cm

Fig. 2. Koma ($\delta l = 0$)



$\delta h = 0{,}0041$ cm

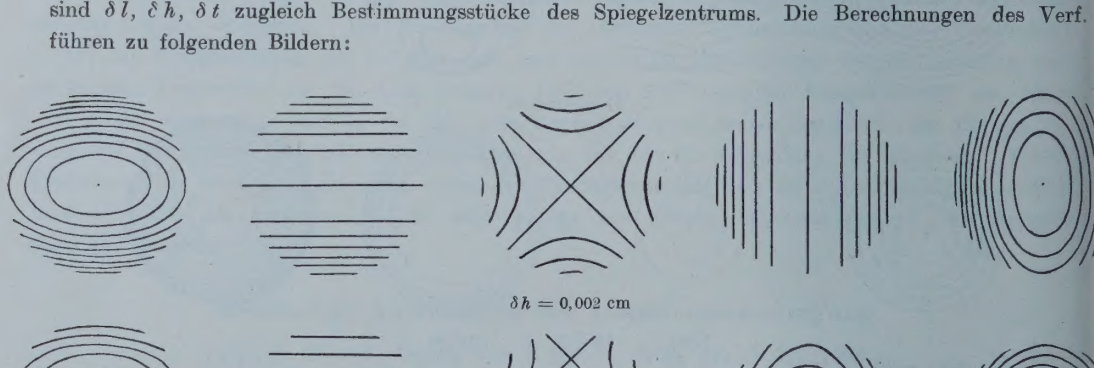
$\delta h = 0$

$\delta h = 0$

$\delta t = 0$ 0,002 cm

Fig. 3. Koma ($\delta l = 0{,}136$).

nicht mehr auf dieser Fläche vereinigt, sondern außerhalb der Petzval-Fläche; demgemäß bedeutet δl den longitudinalen Abstand des zu einem bestimmten Hauptstrahl gehörigen Punktes der Petzval-Fläche vom paraxialen Bildpunkt; δh die Höhe eines Vereinigungspunktes beliebiger Strahlen über dem zugehörigen Punkt der Petzval-Fläche; und δt den Abstand dieses Vereinigungspunktes von der Meridianebene. Nach dem Prinzip der interferometrischen Untersuchung optischer Systeme sind δl, δh, δt zugleich Bestimmungsstücke des Spiegelzentrums. Die Berechnungen des Verf. führen zu folgenden Bildern:



$\delta h = 0{,}002$ cm

$\delta l = -0{,}1912$ $-0{,}1234$ $\delta h = 0$ $-0{,}0956$ $-0{,}0478$ 0 cm

Tangentialer Brennpunkt Mitte Sagittaler Brennpunkt Petzvalfläche

Fig. 4. Astigmatismus.

Flügge.

Ein neues Refraktometer.

Von H. Schulz. *Zeitschr. d. Ver. d.Deutsch. Zucker-Ind. (Techn. Teil)* **76.** *S. 25. 1926.*

Das Refraktometer, dessen Konstruktion aus den Fig. 1 und 2 ersichtlich ist, besitzt nur einen beschränkten Meßbereich und ist verwendbar zur Untersuchung schwach konzentrierter, wässeriger und alkoholischer Lösungen, deren Brechungsverhältnisse zwischen 1,333 und 1,376 liegen. Dafür liefert es aber auch diese Werte bis auf etwa fünf Einheiten der fünften Dezimale genau.

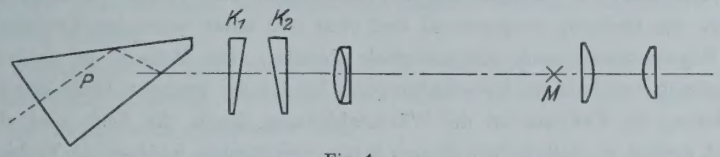


Fig. 1.

Die Grenzlinie der Totalreflexion wird im reflektierten Lichte beobachtet, sie trennt daher zwei Felder, deren Helligkeiten bloß um ein weniges voneinander differieren. Eine Achromatisierung der Grenze läßt sich deshalb leicht erreichen, und es steht zu erwarten, daß bei der Prüfung von Flüssigkeiten mit den verschiedensten Dispersionen noch keine Färbung an der Grenzlinie wahrzu nehmen ist.

Ein Tropfen der zu untersuchenden Substanz wird auf die obere Fläche des Prismas *P* gebracht und durch eine mittels der Flügelmutter *R* zu verriegelnde Deckplatte zu einer gleichmäßigen Schicht ausgebreitet. In der Brennebene des Objektivs vom Beobachtungsfernrohr befindet sich das Fadenkreuz *M*, auf welches das Okular *O* scharf eingestellt wird. Als Meßvorrichtung dienen die beiden vor dem Objektiv befindlichen Glaskeile K_1 K_2, welche mittels des Triebes *T* gegen einander drehbar sind. Durch Drehen dieses Triebes stellt man die Grenzlinie auf den Fadenkreuz-Schnittpunkt ein und liest die auf dem Trieb befindliche Skale ab. Ihre Teilung ist eine willkürliche, und ihre Angaben müssen daher mit Hilfe beigegebener Tabellen in Brechungsvermögen, Gehalt an Trockensubstanz usf. umgerechnet werden. Zur Vermeidung störender Temperatureinflüsse ist das Instrument in ein Stativ einzuspannen und in einem gleichmäßig temperierten Zimmer zu beobachten. Bei Nichtgebrauch wird zum Schutz des Meßprismas *P* die Lichteintrittsöffnung durch die Klappe *K* verschlossen. *Schck.*

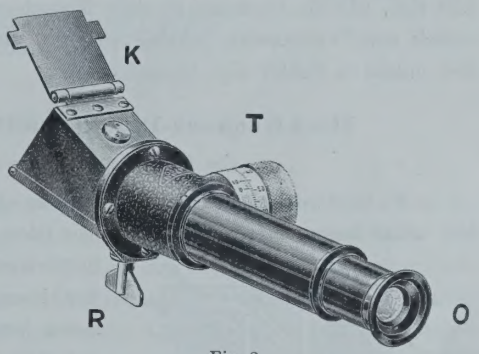


Fig. 2.

Das Thermorelais.

Von W. J. H. Moll und H. C. Burger. *Zeitschr. f. Physik* **34.** *S. 109. 1925.*

Kleine Drehungen können bekanntlich mit Hilfe eines am drehenden Körper befestigten Spiegels aus der Verschiebung eines Lichtzeigers vergrößert beobachtet und gemessen werden, und zwar hängt die Genauigkeit des Ergebnisses von der Schärfe der Abbildung des Lichtfleckes ab. Da nun die erreichbare Abbildungsschärfe um so kleiner wird, je mehr man die Vergrößerung steigert, so ist der Genauigkeit der Messung eine Grenze gesetzt.

Diese Grenze wird nun durch Verwendung eines Thermorelais ungeheuer erweitert. Bei dieser Methode, deren Meßgenauigkeit unabhängig von der Abbildungsschärfe ist, liefert die Bewegung des Lichtzeigers einen thermoelektrischen Strom, der mit Hilfe eines Galvanometers beobachtet und, ohne jede Störung durch Reibung, auch photographisch registriert werden kann.

Dieses Thermorelais besteht aus einer kleinen, gut evakuierten Glühlampen-Birne, in welcher ein etwa 0,5 mm breites und 0,001 mm dickes Bändchen aus geschwärztem Thermoblech montiert und mit den Zuleitungen verbunden ist. Der mittlere Teil des Metallbändchens besteht aus Manganin, die beiden Enden aus Konstantan. Wird nun auf den mittleren Teil des Thermobändchens

der scharf oder unscharf begrenzte Lichtzeiger projiziert, so werden beide Lötstellen erwärmt. Durch Verschiebung des Lichtzeigers in Richtung des Bändchens kann erreicht werden, daß die Temperatursteigerung und damit die elektromotorischen Kräfte beider Lötstellen die gleichen sind, so daß ein mit dem Relais verbundenes Galvanometer keinen Strom anzeigt. Verschiebt sich jetzt der Lichtzeiger durch Drehung z. B. nach rechts, so wird die rechte Lötstelle mehr erwärmt als die linke, und das Galvanometer gibt einen Ausschlag. Desgleichen erhält man einen Ausschlag, aber in entgegengesetzter Richtung, bei Verschiebung des Lichtzeigers nach links. Bei kleinen Drehungen sind diese Ausschläge der Drehung proportional und zwar ist, unter normalen Verhältnissen, eine Drehung von 0,1 Bogensekunde noch mit Sicherheit ablesbar. Die Methode ist natürlich auch brauchbar für die Messung von linearen Verschiebungen. Infolge der geringen Dicke des Thermobändchens und der Montierung im Vakuum ist die Wärmeableitung durch die Luft und durch metallische Leitung äußerst gering, so daß, neben großen thermoelektrischen Kräften, in Verbindung mit einem schnell folgenden aperiodischen Galvanometer in wenigen Sekunden der stationäre Zustand erreicht wird. Daneben zeichnet sich das Relais durch sehr große Störungsfreiheit aus, weil der störende Einfluß der Luft ausgeschaltet ist. Das ist aber für die Leistungsfähigkeit z. B. eines Galvanometers, von ausschlaggebender Bedeutung. Denn nicht die Empfindlichkeit ist, wie vielfach irrtümlicher Weise angenommen wird, für dessen Leistungsfähigkeit maßgebend, sondern, zusammen mit der Einstellungszeit des Apparats, der in Mikrovolt ausgedrückte, durch die Störungen bedingte mittlere Fehler, der bei den Messungen erreichbar ist. Die Empfindlichkeit eines Galvanometers läßt sich, wie die Verfasser in einer besonderen Arbeit (*Zeitschr. f. Physik.* **34.** *S. 112. 1925*) zeigen, mittels des Thermorelais beliebig steigern, der Leistungsfähigkeit des Instrumentes ist aber durch den mittleren Fehler eine Grenze gesetzt. *Wr.*

Hochfrequenz-Induktionsöfen für sehr hohe Temperaturen.

Von G. Ribaud. *Journ. de Physique* **6.** *S. 295. 1925.*

Es werden drei elektrische Öfen sehr ähnlicher Konstruktion beschrieben, von denen der eine hier näher besprochen werden soll. Die Öfen sind geeignet, um feuerfeste Gegenstände zu brennen, Schmelzpunkte feuerfester Stoffe zu bestimmen und chemische Reaktionen in bestimmter Gasatmosphäre auszuführen. Mit ihnen lassen sich Temperaturen bis zu 3000° C erreichen, die auf optisch-pyrometrischem Wege gemessen werden können.

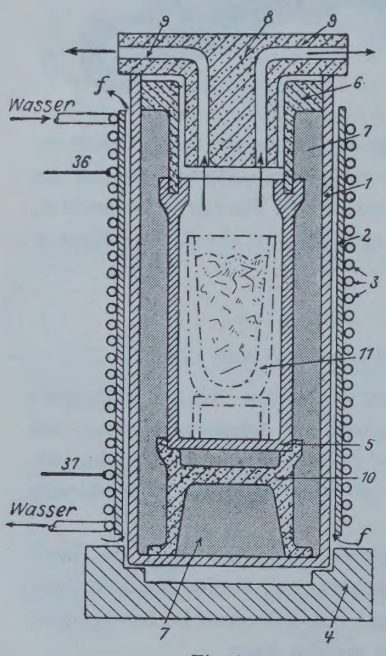


Fig. 1.

In dem in Fig. 1 dargestellten Ofen bedeutet 1 ein isolierendes Rohr aus geschmolzenem Quarz oder einem andern Material, das geeignet ist, hohen Temperaturen zu widerstehen. Der Graphittiegel 5, der durch elektromagnetische Induktion geheizt wird, ist in seinem oberen Teil durch ein zylindrisches Stück 6 aus poröser Kohle verlängert. Die Außenseiten des Tiegels und seines Aufsatzes sind durch die aus Kienruß bestehende Schicht 7 thermisch isoliert. Der Deckel 8 besteht aus poröser Kohle. Er ist mit den zwei Kanälen 9 versehen, durch die die Gase aus dem Innern des Ofens entweichen können. Der Heiztiegel ruht auf einem Fuß 10 aus poröser Kohle von solcher Form, daß möglichst wenig Wärme durch Leitung abgeführt wird. Der zu heizende Körper ist durch 11 angedeutet. Der hochfrequente Wechselstrom wird der wasserdurchflossenen Kupferspirale 3 zugeführt, aber zur Vermeidung unnötig hoher Selbstinduktion nicht an den Enden der Kupferspirale sondern vermittels der Drähte 36 und 37. Auch oberhalb und unterhalb dieser Stellen soll das Kupferrohr das Äußere des Ofens möglichst kühlen und ein Verbrennen der Schutzhüllen verhindern. Das Rohr 2 steht nicht unmittelbar auf der Unterlage 4 auf, damit zwischen den Rohren 1 und 2 in Richtung der Pfeile *f* ein Luftstrom aufsteigen kann, der ebenfalls zur Kühlung dient.

Bei Öfen, deren Temperatur auf optischem Wege gemessen werden soll, wird das Stück 8 durch einen in Fig. 2 und 3 dargestellten Teil ersetzt. Der aus poröser Kohle bestehende Deckel 12 ist in diesem Falle axial durchbohrt. Diese Bohrung 13 steht in unmittelbarer Verbindung mit dem Rohr 14 aus thermisch schlecht leitendem Material, dessen oberes Ende das aus Metall gefertigte Stück 15 trägt. Den Abschluß bildet eine Glasscheibe 16, die mittels eines Dichtungsringes 17 durch die Schrauben 18 angepreßt wird. Das seitliche Rohr 19 erlaubt, ein neutrales Gas durch das Beobachtungsrohr 14 zu schicken, um Rauch und Dämpfe beseitigen zu können, die sonst etwa die Durchsicht stören würden.

Wenn die Stücke 6 und 8 groß genug sind, d. h. wenn ihre Höhe etwa 8 bis 10 cm beträgt, so ist die Wärmeableitung so gering, daß man den Deckel 8 mit der Hand abheben kann, selbst wenn der Ofen im Innern eine Temperatur von 3000° C besitzt. Man darf aber den auf der Innenseite sehr heißen Deckel nicht lange der Luft aussetzen, da die poröse Kohle leicht verbrennt.

Der beschriebene Ofen wurde benutzt, um die Umwandlung des Diamanten bei 2000° C zu untersuchen. Es war möglich mehr als 50 Heizungen auszuführen, bevor die Stücke aus poröser Kohle ersetzt werden mußten. Die Temperatur 2000° C wurde in drei Minuten erreicht; doch konnte bei entsprechend größerer Stromstärke in der gleichen Zeit auch die Temperatur 3000° C erreicht werden.

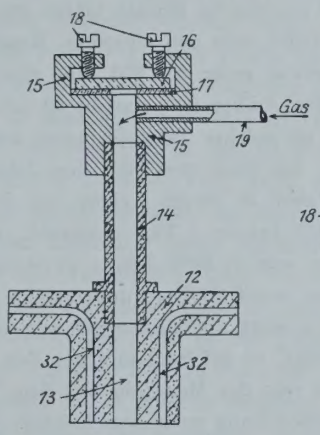


Fig. 2.

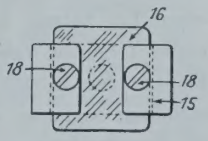


Fig. 3.

Für die Fälle, in denen es nötig ist, das Innere des Ofens ständig mit einem bestimmten Gas zu spülen, kann das beschriebene Modell leicht passend abgeändert werden, wenn der Fuß des Ofens mit einem Zuführungsrohr für das Gas versehen wird und eine Durchbohrung erhält.

Da die Wärmeleitung der porösen Kohle und von Kienruß mit steigender Temperatur stark wächst, so ist die mit dem Ofen erreichbare Temperatur keineswegs der aufgewandten Leistung proportional. Man muß vielmehr rechnen, daß die notwendige Leistung etwa mit der dritten Potenz der absoluten Temparatur steigt. Ein Ofen von 100 ccm innerem Volumen, der etwa 2 kW bei 2000° C verbraucht, fordert etwa 7 kW, wenn er auf 3000° C geheizt werden soll. Bei 10 kW kann man mit dem beschriebenen Ofen einen Raum von 100 ccm auf etwa 3000° C heizen, einen Raum von 500 ccm auf 2500° C und einen Raum von 3000 ccm auf 1800° C. 18 kW reichen aus, um 3 l auf die Temparatur 2300° C und 5 l auf 2000° C zu bringen.

Der Autor betont, daß die Temparatur im Innern des Ofens sehr gleichmäßig ist und daß in dieser Beziehung die Induktionsöfen den Widerstandsöfen stark überlegen sind, bei denen die Stromzuführungen stets das thermische Gleichgewicht stören. *Henning.*

Bücherbesprechungen.

I. Drecker, Zeitmessung und Sterndeutung in geschichtlicher Darstellung. 188 S. m. 7 Abb. Sammlung Bornträger Bd. 8. 1925.

Das Material, das I. Drecker für seine „Theorie der Sonnenuhren" in Band I, Lieferung E in E. v. Bassermann-Jordan, Die Geschichte der Zeitmessung und der Uhren (s. Bücherbesprechungen in *dieser Zeitschr.* **45.** *S. 508 ff. 1925*) gesammelt hat, bietet der Verfasser mit anderem in oben genannten Bändchen dem auch nicht mathematisch gebildeten Leser dar.

Im ersten Teil seiner Schrift behandelt der Verfasser die Chronologie, beginnend mit den ersten Anfängen der Zeitrechnung. Der stete Wechsel zwischen Tag und Nacht hat schon den primitiven Menschen auf dies Maß der Zeit aufmerksam gemacht. Der regelmäßige Mondwechsel wies ihn dann darauf hin, dieses Zeitmaß als eine größere Zeiteinheit aufzufassen; so entstand das

Mondmonat. Man unterschied in der Folge ein siderisches, ein synodisches und endlich ein drakonitisches Mondmonat. Ersteres ist der Zeitraum, der verstreicht, bis der Mond, ausgehend von einem Fixstern, wieder bei diesem ankommt. Die Babylonier gaben schon im 3. Jahrhundert v. Chr. dieses Monat zu 27 Tagen 7 St. 43 Min. 14 Sek. an. Dieser Wert unterscheidet sich von den Messungen in unseren Tagen nur um 2,6 Sek. Das synodische Monat umfaßt die Zeit, die zwischen zwei aufeinanderfolgenden Neumonden liegt. Es wurde von den Babyloniern zu 29 Tagen 12 St. 44 Min $3^1/_3$ Sek. gemessen. Dieser Wert weicht nur um 0,5 Sek. von dem der modernen Astronomen ab. Das drakonistische Monat (Drachenmonat) wird gerechnet von dem Durchgang des Mondes durch die Ekliptik (Knotenpunkt) bis zum nächsten Durchgang in gleicher Richtung und zählt 27 Tage 5 St. 5 Min. 35,8 Sek., welcher Wert in dieser Genauigkeit bereits den Babyloniern bekannt war. 12 synodische Monate bilden schon seit frühester Zeit das Mondjahr, das 354 Tage umfaßte. Dabei teilte man den einzelnen Monaten abwechselnd 29 und 30 Tage zu. Da 12 synodische Monate etwas mehr wie 354 Tage sind, sah man sich gezwungen, Schaltjahre einzufügen. So setzten die alten Araber fest, daß in 30 Jahren 11 Jahre zu 355 Tagen zu rechnen sind. Sie schalteten immer ein solches Jahr ein, wenn der Überschuß der 12 synodischen Monate mehr wie einen Tag betrug, was nach zwei bzw. drei Jahren der Fall war. Die Türken machen drei aufeinander folgende Jahre in einem Zyklus von 8 Jahren zu Schaltjahren, dabei begehen sie einen Fehler, der in 128 Jahren 1 Tag ausmacht, während der Fehler, den die Araber bei ihrer Zeitrechnung begingen, erst in 2400 Jahren zu einem Tag anwachsen würde. Der Schalttag war der 30. Tag des letzten, sonst 29 Tage umfassenden Monats im Mondjahr. Da die Zahl der Tage eines solchen Mondjahres nicht übereinstimmte mit der Zahl der Tage, die die Sonne zum Durchlaufen der Ekliptik benötigt, so fiel im Laufe der Zeit der Anfang des Mondjahres in die verschiedensten Jahreszeiten. Um nun das Mondjahr mit dem Lauf der Sonne in Einklang zu bringen, schaltete man, wenn die Abweichung zu augenscheinlich wurde, ein dreizehntes Monat in das Mondjahr ein. Eine solche Korrektur ist uns schon aus der Zeit des Hammurabis (2194—2152 v. Chr.) bekannt. In der Folgezeit bemühte man sich, eine gesetzmäßige Regelung für die Übereinstimmung des Mondjahres mit dem jährlichen Umschwung der Sonne zu finden; es begegnen uns da die Namen Meton, der 432 v. Chr., Kallipus, der 330 v. Chr., und Hipparch, der 140 v. Chr. Verbesserungen an dem Kalender anbrachte. Es sei noch erwähnt der Kalender der Juden, dem Hillel Hannasi etwa 340 n. Chr. eine feste Norm gegeben hat. Sein Mondjahr beginnt mit dem ersten Neulicht nach dem Herbstäquinoktium, d. h. von dem Abend an, an dem zum erstenmal seit dem Herbstäquinoktium die schmale Mondsichel an dem Westhimmel sichtbar wird. Hannasi legte gleich Meton einen 19jährigen Zyklus zugrunde, in dem 7 Jahre 13 Monate mit zusammen 384, die anderen 12 Monate mit zusammen 354 Tage umfaßten. Der 13. Monat wird nach dem 6. Monat eingeschaltet. Die im Vergleich mit dem Umlauf der Sonne sich immer noch ergebende Abweichung wird durch Festlegung von „mangelhaften“ und „überzähligen“ Gemein- bzw. Schaltjahren, die um einen Tag länger oder kürzer waren als die normalen, ausgeglichen. In der jüdischen Zeitrechnung, deren Beginn auf den 7. Okt. 3761 v. Chr. fällt, ist also mit 6 verschiedenen Jahren zu rechnen.

Die Ägypter dürften das erste Volk gewesen sein, das das Mondjahr durch das Sonnenjahr ersetzt hat. Sie wurden nach Ansicht des Verfassers zu dieser Zeitrechnung gedrängt, weil ihre Einstellung als Ackerbau treibendes Volk sie auf die Jahreszeiten hinwies. Es ist nachgewiesen, daß sie schon um die Mitte des 3. Jahrhunderts v. Chr. ein Jahr von 12 Monaten zu je 30 Tagen und 5 Zusatztagen hatten. Das Jahr begann mit dem Frühaufgang des Sirius, des Sopdet bei den Ägyptern. Der Jahresanfang aber wandelte im Laufe der Jahrhunderte durch alle Jahreszeiten hindurch, da die Sonne zu ihrem vollen Umlauf ca. $365^1/_4$ Tage braucht, während das ägyptische Jahr nur 365 Tage zählte. Man spricht daher von einem ägyptischen Wandeljahr. Nach 1460 Jahren unserer Zeitrechnung fällt der Jahresanfang mit dem Frühaufgang des Sirius wieder zusammen. E. Mayer kommt zu der Ansicht, daß der ägyptische Kalender nach unserer Zeitrechnung am 19. Juli 4241 v. Chr. eingeführt wurde.

Unser jetziger Kalender geht auf die Römer zurück, die in den ältesten Zeiten ein Jahr mit 10 Monaten hatten, von denen sechs 30 Tage und vier 31 umfaßten. Ihre Monatsnamen finden sich in der Benennung unserer Monate z. T. wieder; die Namen unserer letzten vier Monate im Jahr,

September bis Dezember, leiten ihre Namen von den letzten vier Monaten des römischen Jahres ab. Durch Numa oder durch Tarquinius Priscus, aus der Zeit der römischen Könige, wurden die Monate Januar und Februar hinzugefügt und den Monaten 29 bzw. 31 Tage zugeteilt, nur der Februar zählte 28 Tage, so daß das Jahr 355 Tage umfaßte. Um dieses Jahr mit dem Sonnenjahr in Einklang zu bringen, wurde alle zwei Jahre ein dreizehntes Monat abwechselnd zu 22 und 23 Tage zwischen dem 23. und 24. Februar eingefügt. Da 4 solche Jahre um 4 Tage länger waren als 4 Sonnenjahre, so ergab sich wieder eine Unstimmigkeit, die von Fall zu Fall behoben wurde. Den sich daraus ergebenden Übelstand beseitigte Julius Caesar mit Hilfe des alexandrinischen Gelehrten Sosigenes. Er fügte in das Jahr 46 v. Chr. 67 außerordentliche Tage ein und erreichte damit, daß der Frühlingsanfang, der bis in den Mai vorgerückt war, wieder in den März zu liegen kam. Caesar bestimmte, daß das Gemeinjahr nunmehr 365 Tage zähle, und teilte jedem Monat die Zahl an Tagen zu, die sie auch heute noch haben. Caesar führte auch unser Schaltjahr ein. Da bei den Römern die Tage bezeichnet wurden nach der Zahl der Tage, die einem gewissen Termin, z. B. dem 1. März, vorausgingen, so hieß der 24. Febr. a. d. VI. Cal. Mart. Im Schaltjahr wurde der Schalttag wie auch heute noch zwischen dem 23. und 24. Febr. eingeschoben und hieß ebenfalls a. d. VI. Cal. Mart. Da das Schaltjahr demnach zwei Tage mit der gleichen Bezeichnung enthielt, nannten die Römer dieses Jahr annus bissextus, ein Name, der sich heute noch bei einigen Völkern findet (anno bissestile bei den Italienern; année bissextile in Frankreich). Der Jahresanfang fiel bei den verschiedenen Völkern auf verschiedene Tage des Jahres, erst spät wurde er allgemein auf den 1. Januar verlegt, so in der katholischen Kirche durch Papst Innozenz XII. im Jahre 1691, in England 1752. Das Julianische Jahr zu $365^1/_4$ Tagen ist aber um 11 Min. 14 Sek. zu lang (die Sonne braucht 365 Tage 5 Std. 48 Min. 46 Sek., um, ausgehend vom Äquator (Frühlingsäquinoktium) wieder in den Äquator, ihn in gleicher Richtung schneidend, zu gelangen = tropisches Jahr), was in 128 Jahren einen ganzen Tag ausmacht, so daß der Frühlingspunkt seit Caesar bis in unsere Zeit um 16 Tage sich verschieben würde. Diesen Mißstand, der sich besonders im Leben der katholischen Kirche wegen des Zeitpunktes des Osterfestes usw. sehr unangenehm bemerkbar machte, beseitigte Papst Gregor XIII. mit Hilfe des Bamberger Jesuiten Christoph Clavius, indem er bestimmte, daß auf den 4. Oktober 1582 sofort der 15. Oktober folgt, so daß das Frühlingsäquinoktium, das nach dem Julianischen Kalender in diesem Jahr auf den 11. März vorgerückt war, auf den 21. März fiel. Um in Zukunft eine solche Verschiebung zu vermeiden, setzte Gregor XIII. fest, daß die Säkularjahre, die nicht durch 400 teilbar sind, Gemeinjahre und keine Schaltjahre sein sollen. Damit wurde die Kalenderrechnung mit dem Sonnenjahr in Einklang gebracht. Immerhin ist das Gregorianische Jahr etwas länger als das tropische, was in 3332 Jahren einen Tag ausmacht. Die Änderung des Kalenders hatte auch eine neue Festlegung des Osterfestes zur Folge. Der Verfasser gibt die Methode zur Berechnung des Datums des Ostersonntags für die verschiedenen Jahre an.

Der Zeitpunkt der Einführung des Zeitabschnittes von 7 Tagen, der Woche, in das bürgerliche Leben läßt sich nicht angeben. Die Römer, die die siebentägige Woche in der Kaiserzeit wohl von den Juden übernahmen, gaben den einzelnen Tagen Namen, die mit den Planeten in Beziehung stehen. Die Bezeichnung der Wochentage im Deutschen entstand dadurch, daß z. T. die Namen der römischen Götter durch die der entsprechenden althochdeutschen ersetzt wurden; so wurde der dies Veneris der Römer Freitag benannt.

Nachdem sich der Verfasser mit den verschiedenen Ären, das sind Zeiträume mit einer größeren oder kleineren Zahl von Jahren, beschäftigt hat, wendet er sich dem zweiten Teil seiner Schrift, der Horologie zu. Nach Besprechung der örtlichen und der gleichmäßigen Stunden (s. Referat über K. Schoy, Die Gnomonik der Araber, *diese Zeitschr.* **45.** *S. 406. 1925*) geht er zur Erörterung der Hilfsmittel zur Bestimmung der Stunden über. Diese zerfallen in drei Arten. Die Uhren der ersten Art beruhen auf Messung der aus einem Gefäß ausfließenden Wassermenge. Diese Uhren sind gleichmäßig bei Tag und Nacht zu verwenden. Die zweite Art gestattet die Stunde zu ermitteln aus Messung des Schattens eines Gegenstandes, der von der Sonne entworfen wird; sie sind also nur bei Sonnenschein brauchbar. Die dritte Art nimmt zur Zeitermittlung Beobachtungen von Sternstellungen zu Hilfe.

Die älteste Uhr der ersten Art ist eine ägyptische Wasseruhr aus dem 14. Jahrh. v. Chr. Sie ist ausführlich beschrieben neben anderen Wasseruhren in L. Borchardt, Ägyptische Zeitmessung (s. Bücherbesprechungen in *dieser Zeitschr.* **43**, *S. 259. 1923*). Auch Vitruv beschreibt in seinem Buche De architectura IX, 9 zwei Wasseruhren, von denen die eine insofern ein besonderes Interesse bietet, als sie ein Vorläufer des Astrolabs ist (s. Referat über I. Frank und M. Meyerhof, Ein Astrolab aus dem indischen Mogulreiche in *dieser Zeitschr.* **46**, *S. 45. 1926*). Bei dieser Wasseruhr dreht sich mechanisch eine Scheibe mit der stereographischen Projektion der Ekliptik usw. hinter einem Netz von Drähten, die die stereographischen Projektionen von dem Ortshorizont, den Umlaufskreisen der Anfänge der 12 Tierkreiszeichen und den 12 örtlichen Stundenlinien darstellen. Beim Astrolab dagegen ist die Scheibe mit diesen Linien, vermehrt um die Parallel- und die Vertikalkreise zum Horizont, massiv, die mit der Ekliptik und den Fixsternen durchbrochen gearbeitet. Die Zeitbestimmung geschieht ähnlich wie beim Astrolab. Es handelt sich also bei diesem Instrument nicht um eine Sonnenuhr, wie der Verfasser in der Theorie der Sonnenuhr und auch K. Schoy in Gnomonik der Araber (s. Referat a. a. O. S. 405) angibt. Übrigens hat auch M. Bailly in *Histoire de l'astronomie moderne* Bd. I. 1779 den Mechanismus dieser Wasseruhr beschrieben. Der Verfasser wendet sich dann den Sonnenuhren zu, deren ältestes Exemplar wiederum L. Borchardt beschrieben hat. Auf die einzelnen anderen Sonnenuhren einzugehen, ist nicht nötig, da sie Drecker in seiner Theorie der Sonnenuhren bereits alle behandelt hat. Es genügt der Hinweis auf das angeführte Referat. Es sei aber hervorgehoben, daß sich Drecker hier mehr mit der theoretischen Konstruktion der Linien auf der Sonnenuhr beschäftigt, während er in dem vorliegenden Bändchen eine ausführliche Beschreibung der Uhren gibt, so daß es eine wertvolle Ergänzung seiner theoretischen Betrachtungen bildet. Dies gilt insbesondere für die Abbildungen einer Reihe von Uhren, von denen im Bassermann-Heft meist nur eine schematische Zeichnung gegeben ist. So finden sich Bilder über eine Sonnenuhr mit italienischen Stunden, gezählt vom Sonnenuntergang, eine zweite mit italienischen Stunden, deren Anfang $^1/_2$ Stunde nach Sonnenuntergang liegt. Auch der Universalquadrant des Regiomontanus ist abgebildet. Sehr zahlreich in Bildern sind die Kompaßuhren vertreten, die vor allem in Nürnberg, aber auch in Augsburg und Prag um die Wende des 17. Jahrhunderts gefertigt wurden. Drecker geht noch auf die chinesischen und japanischen Sonnenuhren ein. Im Prinzip unterscheiden sie sich nicht von den bisher beschriebenen, nur die Stundenzählung weicht von dem bisher Bekannten ab. Die Chinesen teilen den Kalendertag in nur 12 Stunden; nach unseren Begriffen haben sie also Doppelstunden, die sie aber selbst in zwei bzw. in acht gleiche Teile unterteilen. Bemerkenswert ist, daß sie nicht den Zeitpunkt wie wir nach den abgelaufenen Stunden benennen, sondern nach der eben verstreichenden Stunde. Die Japaner rechnen ebenfalls mit Doppelstunden. Die Zählung ihrer Stunden ist aber ganz eigenartig. Für die 12 Stunden haben sie die sechs Zahlen 9 bis 4, wobei die 9. Stunde die Doppelstunde zwischen 11 und 1 Uhr nachts und auch mittags ist und die 4. die zwischen 9 und 11 nachts bzw. vormittags. Diese sechs Zahlen sind die Einer des Produktes 9 mit 1 bis 6. Eine japanisch-chinesische Sonnenuhr ist beschrieben und abgebildet. Der nicht mathematisch gebildete Leser wird den Abschnitt über die geometrische Konstruktion ebener Sonnenuhren für eventuelle Verwendung sehr begrüßen.

Zu den Hilfsmitteln der Zeitbestimmung mittels Beobachtungen der Sterne gehört vor allem das Astrolab (vgl. hierzu Referat über I. Frank und M. Meyerhof a. a. O.). Hierher gehört auch das sogenannte Nokturnal, von dem uns eine Druckschrift aus dem Jahre 1507 zuerst Kunde gibt. Eine mit einer Handhabe versehene Scheibe trägt auf einem Kreise eine Kalenderteilung, von 5 zu 5 Tagen im Kreise fortschreitend. Auf dieser Scheibe ist eine zweite drehbar, die in 24 Teile geteilt ist. Die Teilpunkte stellen die Stunden dar. An der 12. Stundenlinie ist ein Zacken angebracht, der über die erste Scheibe hinausragt; ebenso tragen die vorausgehenden und die nachfolgenden 8 Stundenlinien Zacken, die nur etwas kürzer sind als der für die 12. Stundenlinie. Die bewegliche Scheibe trägt einen Schlitz, der an die 12. Stundenlinie angrenzt. Durch den Schlitz hindurch kann man den Kalender ablesen. Das Instrument ist noch mit einem Lineal versehen, das sich um den Mittelpunkt der beiden Scheiben dreht und ziemlich weit über diese hinausragt. Als Achse für das Ganze dient eine Röhre, durch die beim Gebrauch der Polarstern anvisiert wird, nachdem die 12-Uhr-Linie auf den betreffenden Kalendertag eingestellt ist. Das bewegliche

Lineal wird so lange gedreht, bis die beiden Sterne α und β des großen Bären, das sind die Hinterräder des großen Wagens, die durch den Mittelpunkt des Ganzen gehende Kante des Lineals berühren. Diese Kante gibt an der Stundenscheibe die Stunden an. Man greift sie an den Zacken ab. Die Stunden vor Mitternacht liegen rechts, die nach Mitternacht links von der 12-Uhr-Linie. Dem Instrument liegt folgender Gedanke zugrunde. Die beiden Sterne α und β haben nahezu die gleiche Rektaszension. Sie liegen um Mitternacht eines bestimmten Tages senkrecht unter dem Pol, also auf einem Deklinationskreis. Hat nun die Sonne gerade die gleiche Rektaszension wie diese beiden Sterne, so liegt sie um Mitternacht dieses Tages ebenfalls senkrecht unter dem Pol. Haben sich die beiden Sterne aus diesem Deklinationskreis um 15 Grad gedreht, dann hat sich auch die Sonne um den gleichen Betrag fortbewegt, es ist also eine Stunde verflossen. Das Kalendarium ist so orientiert, daß dieser Tag auf die Mitte der Handhabe zu liegen kommt. Dorthin ist auch der Mitternachtspunkt der Scheibe an diesem Tage zu drehen. Da aber die Sterne von diesem Tag ab täglich um 4 Minuten früher durch den Meridian gehen, so wird dem Rechnung getragen, indem für jeden Tag, der dem oben genannten folgt, die Stundenscheibe um 1 Grad, dem 15. Teil einer 15 Grad umfassenden Stunde, gedreht wird. Dadurch wird erreicht, daß die Uhr das ganze Jahr richtig geht. Schließlich sei noch die von I. E. Bode 1821 erfundene Polaruhr erwähnt. Auf einer Karte mit dem Polarstern als Mittelpunkt ist eine Anzahl nördlicher Sternbilder mit 38 Sternen gezeichnet, die mit dem Polarstern durch gerade Linien verbunden sind. An jeder Verbindungslinie, die einen Deklinationskreis darstellt, steht die Zeit in Stunden und Minuten, von Mittag gezählt bis 24. Hält man ein Lot so, daß es durch den Polarstern geht, und beobachtet man, welches der oben genannten Sternbilder von dem Lot getroffen wird, so kann man auf der Karte die zu der Linie dieses Sternbildes gehörige Zeit ablesen. Das ist die Sternzeit. Zieht man davon die Rektaszension der Sonne ab, die sie am Mittag des vorausgehenden Tages hat, so erhält man den Stundenwinkel der Sonne, wobei nach dem beim Nokturnal Gesagten zu berücksichtigen ist, daß für je 24 seit diesem Mittag verflossenen Stunden 4 Minuten abzurechnen sind.

Den dritten Teil des Bändchens widmet der Verfasser der Astrologie. Für jeden, der sich für diese Fragen interessiert oder beim Studium alter Werke auf dieses Gebiet geführt wird, wird diese knappe Darstellung sehr willkommen sein. Die Astrologie hatte sich zur Aufgabe gestellt, die Abhängigkeit der Geschicke der Menschheit von einem über ihr stehenden Wesen zu ergründen durch Betrachtung des gestirnten Himmels und Erforschung der Konstellation von Sonne, Mond und den Planeten zueinander und in Beziehung zu dem Tierkreis und dem Himmel überhaupt. Aus der Erkenntnis der verschiedenen Lagebeziehungen wollten die alten Astrologen die Art der Geschicke der Menschheit und den Zeitpunkt des Eintretens vorausbestimmen. Dazu war vor allem notwendig, dem Fragenden das Horoskop zu stellen, d. h. das Tierkreiszeichen aufzusuchen, das bei der Geburt des Betreffenden am Horizont sich gerade erhob. Die Tierkreiszeichen selbst wurden in der Astrologie wieder in drei Teile unterteilt und jedem dieser Teile wieder ein Tierkreiszeichen selbst zugeordnet. Davon ausgehend wurde die Lage der Planeten einschließlich Sonne und Mond studiert. Die gegenseitige Lage nannte man Aspekte; man sprach von Konjuktion, wenn zwei Gestirne dieselbe Länge haben, vom Sextil-, Geviert-, Trigonalschein und Opposition, wenn deren Abstand 60, 90, 120 und 180 Grad ist. Von Bedeutung ist auch die Stellung der Planeten zu den himmlischen Häusern. Es sind dies durch bestimmte Großkreise eingeteilte Himmelsräume. Über die Wahl dieser Kreise waren die Astrologen sich nicht einig. Die einzelnen Häuser hatten eine bestimmte Bedeutung. Die einen waren Glückshäuser, die anderen verkündeten Unheil. Auch den Tierkreiszeichen selbst kamen verschiedene Bedeutungen zu. Für den Mediziner war es besonders wichtig, zu wissen, welchen Teil des menschlichen Körpers die Astrologie den einzelnen Tierkreiszeichen zuordnete. Die Behandlung eines Gliedes oder eines Teiles des Körpers war in dem Tierkreiszeichen zu empfehlen, in einem anderen zu vermeiden. Für die Bestimmung der Zeit des Eintrittes gewisser Ereignisse diente die sogenannte Revolution und die Direktion. Unter ersterer versteht man die Ermittlung des Tages, der Stunde und der Minute, zu der nach Ablauf einer bestimmten Zahl von Jahren die Sonne wieder in dem gleichen Ekliptikpunkt steht, in dem man sie zur Zeit der Geburt oder eines Ereignisses gefunden hat. Diese Zeitdifferenz ergibt sich ja aus der verschiedenen Länge von bürgerlichem und tropischem Jahr. Bei der Direktion sucht man die Zahl

von Graden und Minuten auf, um die sich der Himmel drehen muß, bis ein das Schicksal verheißender Stern zu der Stelle gelangt, wo sich ein anderer, der zum Fragesteller in Beziehung steht, befindet. Für die Ermittlung gab es verschiedene Verfahren. Auf all diese Einzelheiten geht der Verfasser in seiner gründlichen Arbeit ein. Das Gesagte dürfte aber genügen, um zu zeigen, daß die Astrologie keine ernste Wissenschaft war. Selbsttäuschung oder absichtlicher Betrug verhalfen der Astrologie zu ihrem einstigen Ruf. Ein Schlaglicht in dieser Hinsicht wirft der letzte Abschnitt des Verfassers über die Astrologen und ihre Gegner. *J. Fr.*

R. Idler, Die Theorie und die Genauigkeit des Scheibenrollplanimeters Nr. 4072 der Firma G. Coradi in Zürich. Dissertation. Karlsruhe 1925.

Diese Dissertation konnte den Zeitverhältnissen entsprechend nur in Maschinenschrift veröffentlicht werden. Es sei daher gestattet, sie etwas ausführlicher zu besprechen.

Das vom Verfasser betrachtete Scheibenrollplanimeter unterscheidet sich von ähnlich gebauten Instrumenten (Patent Hohmann-Coradi) im wesentlichen durch die Geradführung der Meßrolle auf der Scheibe. Mit Hilfe eines an der Drehachse des Fahrarms angebrachten Sinushebels wird nämlich die Bewegung des Fahrstiftes dergestalt auf die Meßrolle übertragen, daß die Entfernung des Spurkranzes der Meßrolle vom Mittelpunkt der Scheibe sich proportional dem Sinus des Winkels zwischen Fahrstabachse und der Bewegungsrichtung der Drehachse des Fahrstabes ändert.

Der Verfasser entwickelt im I. Abschnitt in sehr eleganter Weise die Theorie des Instrumentes und bestätigt den für alle Planimetersysteme gültigen Satz, daß der von der Meßrolle abgewälzte Bogen der gesuchten Fläche proportional ist, wenn eine Fläche bei Pol außerhalb umfahren wird.

Im II. Abschnitt werden in sehr eingehender Weise die Instrumentalfehler und deren Einfluß auf die Flächenmessung untersucht und unter Benutzung eines reichen Beobachtungsmaterials durch zahlreiche Umfahrungen mit einem Kontrollineal die Größe der Fehlereinflüsse auch praktisch ermittelt.

Zunächst werden vom Verfasser die Fehlereinflüsse untersucht, die aus einer Nichterfüllung der konstruktiven Bedingungen folgen. Der konstruktive Aufbau des Instrumentes erfordert gewisse Beziehungen zwischen der Meßrollenachse, den Drehachsen der Scheibe, des Fahrstabes und der Laufwalzen und zwischen dem Meßrollenwagen, der Fahrstiftspitze und dem Sinushebel. Als weitere Bedingung kommt noch die Gleichheit der Durchmesser der Laufwalzen in Betracht. Der Verfasser weist nun theoretisch nach, daß etwa vorhandene Achsenfehler eliminiert werden können durch Messung in zwei zur Bewegungsrichtung des Instrumentes symmetrischen Lagen oder in einer solchen Stellung des Instrumentes, für die die Bewegungsrichtung der Drehachse des Fahrarms Symmetrielinie zu der zu umfahrenden Figur ist. Auch eine Ungleichheit der Walzendurchmesser bleibt ohne Einfluß auf die Flächenmessung; die mathematischen Entwickelungen führen hier auf die Gleichung eines Polarplanimeters. Andere Ursachen können aber bewirken, daß die Führung des Instrumentes keine gerade ist. Der Verfasser weist auch hier nach, daß die Geradführung bei diesem Planimeter vollkommen erreicht ist.

Weiterhin werden eine Reihe einzelner Teile des Planimeters auf ihre Genauigkeit geprüft, insbesondere Fehler der Teilungen des Fahrstabes und der Meßrolle usf., mit folgenden Ergebnissen:

1. Mittlere Ablesefehler an der Meßrolle:
$$m_a = \pm 0{,}36 \text{ NE.}^{1}).$$
2. Mittlerer Teilungsfehler der Meßrolle:
$$m_t = \pm 0{,}16 \text{ NE.}$$
3. Exzentrizitätsfehler der Meßrolle:
$$m_e = \pm 0{,}00 \text{ NE.}$$
4. Der mittlere Einstellfehler am Fahrstab:
$$m_e' = \pm 0{,}82 \text{ NE.}^{2}).$$

---

[1]) NE. = Noniuseinheit. Der Wert einer Noniuseinheit beträgt $^1/_{1000}$ einer Rollenumdrehung der Meßrolle.

[2]) Eine Noniuseinheit des Fahrstabes beträgt 0,05 mm.

5. Der mittlere Teilungsfehler des Fahrarms:

$$m_t' = \pm 0{,}16 \text{ NE}.$$

6. Änderung der Fahrarmlänge infolge Ausdehnung bei einer Maximaltemperaturschwankung von $+20^\circ$ C:

$$m_t' = \pm 0{,}03 \text{ NE}.$$

Diese Fehler sind so gering, daß sie praktisch ohne Einfluß auf die Flächenmessung sind.

Eine eingehende Behandlung widmet der Verfasser der Untersuchung mechanischer Fehler, und zwar 1. unregelmäßige Bewegung der Scheibe, 2. Unterschiede der Umdrehungszahlen der Meßrolle bei verschiedenem Umfahrungssinn und 3. unregelmäßiger Gang der Integrierrolle in den Umkehrpunkten. Bezüglich Ziff. 1 und 3 arbeitet der Planimeter einwandfrei, während bei Linksumfahrung und Rechtsumfahrung Unterschiede in den Umdrehungszahlen der Meßrolle auftreten, die alle zufälligen Fehler überschreiten. Der Verfasser weist durch praktische Versuche nach, daß die Ursache dieses Fehlers in einem toten Gang der Meßrolle zu suchen ist, daß aber bei Einführung des arithmetischen Mittels aus Rechts- und Linksumfahrung sehr gute Messungsergebnisse erzielt werden.

Im III. Abschnitt ermittelt der Verfasser die Leistungsfähigkeit des Planimeters auf empirischem Wege durch Bestimmung des mittleren Umfahrungsfehlers und des mittleren Flächenfehlers, und zwar einmal aus Umfahrungen von mechanisch erzeugten Probeflächen mittels eines Präzisionskontrollineals und zum andern aus Umfahrungen von gezeichneten Figuren. Im ersteren Falle wurden 6 verschieden große Kreise in 9 verschiedenen Fahrarmeinstellungen je 40 mal umfahren unter Beachtung der im II. Abschnitt erwähnten Messungsverfahren.

Der mittlere Umfahrungsfehler als Funktion der Umdrehungszahlen l der Meßrolle ergab sich zu:

$$m_l = \pm (0{,}00034 + 0{,}0000324 \cdot l) \qquad 1)$$

in Einheiten einer Rollenumdrehung.

Der mittlere Flächenfehler ist eine Funktion des Umfahrungsfehlers und des mittleren Fehlers M_f in der Bestimmung des Flächenwertes f einer Rollenumdrehung und ergibt sich unter Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes zu:

$$M_F = \pm F \cdot \sqrt{\left(\frac{M_f}{f}\right)^2 + \left(\frac{m_l}{l}\right)^2}, \qquad 2)$$

wobei mit F die zu umfahrende Fläche bezeichnet ist. Der Verfasser gibt hierfür Zahlenwerte, nachdem er M_f zahlenmäßig ermittelt hat.

Der aus mechanischen Probeflächen ermittelte Umfahrungsfehler m_l ist ein geeignetes Mittel zur Vergleichung einzelner Planimetersysteme. Der Verfasser fand, daß bei Einführung eines Mittelwertes der Umfahrungsfehler verschiedener von Lorber untersuchten Planimeter die erreichten mittleren Fehler sich verhalten wie 1 : 2,6, die des untersuchten Scheibenrollplanimeters gleich 1 gesetzt. Hieraus erhellt die Vollkommenheit des Letzteren.

Um den für die Praxis wichtigen Umfahrungsfehler m_l' aus gezeichneten Flächen zu ermitteln, hat der Verfasser 63 verschieden große Figuren der verschiedensten Formen je 20 mal bei verschiedenen Fahrarmeinstellungen umfahren und fand:

$$m_l' = \pm (0{,}00131 + 0{,}0000837 \cdot l) \qquad 3)$$

in Einheiten einer Rollenumdrehung. Dieser Wert beträgt ungefähr das Dreifache des entsprechenden aus mechanisch erzeugten Flächen.

Für den mittleren Flächenfehler aus gezeichneten Figuren fand der Verfasser aus je viermaliger Umfahrung von 42 der verschiedenst geformten Flächen unter Ermittlung des Flächenwertes einer Rollenumdrehung nach der Proportionalmethode:

$$M_F' = \pm (0{,}0108 + 0{,}0049 \cdot \sqrt{F}) \text{ cm}^2. \qquad 4)$$

Dieses Ergebnis ist für die Praxis als sehr günstig zu bezeichnen. Bei einer Fläche von beispielsweise 100 cm² beträgt der zu erwartende Fehler nur $\pm 0{,}06$ cm².

Der aus 4. abgeleitete zulässige Unterschied zwischen zwei mit dem Planimeter ausgeführten Messungen ergibt:

$$u_F = \pm (0{,}0458 + 0{,}0208 \cdot \sqrt{F}) \text{ cm}^2. \qquad 5)$$

Der Verfasser vergleicht die aus Gleichung 5) ermittelten zulässigen Unterschiede von zwei Flächenmessungen mit der Fehlergrenztabelle der badischen Vermessungsanweisung aus zwei halbgraphischen Flächenberechnungen mit dem Ergebnis, daß sich erstere weit günstiger gestalten.

Zum Schlusse faßt der Verfasser seine Untersuchungen dahingehend zusammen, daß die Genauigkeit des Scheibenrollplanimeters mit Geradführung der Meßrolle für alle Arbeiten des Ingenieurs, ja selbst für alle amtlichen Flächenmessungen in der Katasterpraxis ausreichend ist, mit der Einschränkung auf die Berechnung der Grundstücksinhalte in Städten mit hohen Bodenwerten, für die der Verfasser die Berechnung aus Naturmaßen vorschlägt mit Rücksicht auf die Rechtssicherheit der Grundstücksflächen.

Es ist wohl in der Literatur nirgends eine solche eingehende Untersuchung eines Planimeters zu finden, die sich neben einer gründlichen Prüfung der einzelnen Instrumententeile auf die Auswertung von über 6000 Umfahrungen erstreckt und insbesondere auf Genauigkeitsuntersuchungen in bezug auf gezeichnete unregelmäßige Figuren, wie sie in der Praxis vorkommen. Die Untersuchungen haben erneut die hohe Leistungsfähigkeit der Firma G. Coradi in Zürich bewiesen. Es ist nur bedauerlich, daß diese Arbeit nicht weiteren Fachkreisen zugänglich gemacht werden kann.

Dr. Ing. Beck in Karlsruhe.

G. D. Cowie and **E. A. Eckhardt.** *Wireless Longitude.* U. S. Coast and Geodetic Survey, Special Publication Nr. 109. IV und 52 S. mit 28 Fig. Washington 1924.

Die Verfasser geben eine ausführliche Beschreibung der von der U. S. Coast and Geodetic Survey bei ihren Längenbestimmungen durch Telegraphie ohne Draht in den Jahren 1922 bis 1924 mit Erfolg benützten Instrumente. Das bei diesen „drahtlosen Längenbestimmungen" angewandte Verfahren besteht im Grundgedanken darin, daß in einer Feldstation der Längenunterschied in bezug auf eine einen regelmäßigen Zeitdienst aufweisende Basisstation bestimmt wird. Von Interesse sind hier neben dem geschichtlichen Überblick über die Entwicklung der Längenbestimmung durch Telegraphie ohne Draht die Beschreibung der Radiogeräte der Feldstation zum selbsttätigen oder objektiven Empfang der von der Basisstation gegebenen Zeitzeichen; die Anordnung dieser Geräte ist aus leicht verständlichen Figuren zu ersehen. Beachtenswert sind die auf Grund von praktischen Erfahrungen gemachten Angaben über die erforderliche Gesamtausrüstung und über die Lage und Aufstellung der Antenne.

Für die Zeitbestimmungen in den Feldstationen wurde ein Bambergsches Durchgangsinstrument mit gebrochenem Fernrohr und unpersönlichem Mikrometer benützt.

P. Werkmeister.

W. Geisler, Das Bildnis der Erde. Ein Leitfaden und Praktikum der gesamten Kartenwissenschaft. 8°. XII und 261 S.; mit 82 Textfiguren, 3 Tafeln und einem Kartenmusterheft. Halle a. S. 1925, Edgar Thamm. Geb. 10 M.

Das Buch „verfolgt die Absicht, das Verständnis für die kartographische Wissenschaft zu vermitteln und zu praktischer Arbeit anzuregen"; da bei dieser praktischen Arbeit besonders auch an die Ausführung von Messungen gedacht ist, so wurden die hierzu erforderlichen Instrumente und Verfahren besprochen. Die Behandlung der hierauf sich beziehenden Abschnitte im Rahmen eines Buches wie das vorliegende erfordert neben der selbstverständlichen Kenntnisse insbesondere praktische Erfahrung in der Benützung der Instrumente und in der Anwendung der Verfahren; diese Erfahrung geht dem Verfasser aber offenbar ab. Daß dies der Fall ist, ließe sich an einer ganzen Reihe von Beispielen zeigen.

Mit Rücksicht auf die Beachtung, die das Buch in den in Frage kommenden Kreisen mit Recht finden wird, ist es bedauerlich, daß der Verfasser bei der Bearbeitung der erwähnten Abschnitte nicht einen Fachmann zu Rate gezogen hat; bei einer Neuauflage wäre dies zu empfehlen.

P. Werkmeister.

Nachdruck verboten.

Verantwortlich für die Redaktion: Oberregierungsrat Professor Dr. F. Göpel in Charlottenburg.
Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Kuratorium:

Prof. Dr. **E. Kohlschütter** in Potsdam, Vorsitzender, Prof. Dr. **R. Straubel** in Jena, Prof. Dr. **F. Weidert** in Berlin-Zehlendorf, geschäftsführendes Mitglied.

Schriftleitung: Oberregierungsrat Prof. Dr. **F. Göpel** in Charlottenburg-Berlin.

XLVI. Jahrgang. **November 1926.** Elftes Heft.

Über die Schattenstreifen zum Studium der Lichtwellen.

Von

Vasco Ronchi in Florenz.

In *dieser Zeitschr.* **46.** *S. 209. 1926* hat J. Flügge zusammenfassend über mehrere in den Jahren 1923—1925 erschienene Arbeiten von mir, einige Methoden zur Prüfung von Wellenflächen und optischen Systemen betreffend, berichtet. Obwohl die Zusammenfassung von J. Flügge eine sehr gute und wohlgeordnete ist und die Originalschriften genannt werden, glaube ich dennoch, einige Einzelfragen in volles Licht stellen zu müssen, welche noch nie gründlich erörtert wurden, trotzdem sie große praktische Wichtigkeit besitzen.

Überdies wurden in einer kürzlich veröffentlichten Arbeit von G. Yvon[1]) diese Fragen von einem mich nicht befriedigenden Standpunkte behandelt; Verf. ist zu Schlüssen gelangt, welche mir nicht den experimentellen Tatsachen entsprechend erscheinen.

Die Schattenstreifenmethode beruht auf einem rein interferenziellen Prinzip. Es wäre weit verlockender und einfacher, sie mit den Mitteln der geometrischen Optik zu behandeln; aber die Schlüsse, zu welchen man so gelangt, sind nicht zulässig. Von Anfang an habe ich festgestellt, daß die Streifen, welche sich hinter einem Gitter bilden, wenn dieses einer sphärischen oder auch ebenen Welle in den Weg gestellt ist, achromatische Interferenzstreifen sind, und zwar so breit, daß sie bei flüchtiger Betrachtung als geometrischer Schatten der Gitterstriche aufgefaßt werden könnten, von einer punktförmigen im Wellenkrümmungszentrum sich befindenden Lichtquelle entworfen.

Nur um an diese Eigenschaft zu erinnern, habe ich sie Schattenstreifen genannt; sie haben jedoch viele andere Eigentümlichkeiten, welche sie von den wahren, geometrisch gemeinten, praktisch in diesen Fällen nicht existierenden Schatten unterscheiden. So läßt sich zeigen, daß diese Streifen nur in bestimmten[2]) Gebieten entstehen, deren Grenzen von der Gitterfrequenz und von der Lichtwellenlänge abhängig sind. Wenn auch ihre Breite für alle Farben dieselbe ist, so gilt das nicht für ihre Lage[3]), so daß Achromasie für einige Streifensysteme nur in erster Annäherung stattfindet. Man kann zwar andere gänzlich achromatische Streifensysteme bekommen (wenn

[1]) *Revue d'Optique* **4.** *S. 345—377. 1925.*

[2]) *Mem. R. Acad. Linc. Ser. VI. I. S. 9. 1926.*

[3]) V. Ronchi, *La prova dei Sistemi Ottici. Bologna, Ed. Zanichelli 1925. Abschn. VIII. S. 70.*

man nämlich die zwei gebeugten Wellen I. Ordnung interferieren läßt, die Zentralwelle aber ausschließt), aber dann ist die Frequenz mindestens doppelt so groß wie diejenige des geometrischen Schattens.

Ferner folgt die Verteilung der Lichtstärke in den Schattenstreifen dem allen Interferenzstreifen gemeinsamen Gesetz und hängt dementsprechend weder von der Form der Gitterstriche noch von der Gestalt der Lichtquelle ab (vorausgesetzt, daß letztere schmal genug ist). Was das Gitter betrifft, so ist seine Frequenz das Wichtigste; die Beschaffenheit der Striche hat auf die Empfindlichkeit der Methode keinen Einfluß; es ist in der Tat wohl bekannt, daß die Abbeugung der Wellen nur von der Strichzahl pro Längeneinheit, und daß die Streifenform, was das Gitter anbetrifft, nur von der Abbeugung der Wellen abhängen. Ob die Striche scharf- oder abgerundet winkelig sind, ob die lichtdurchlässigen Teile den lichtundurchlässigen flächengleich sind oder nicht, hat nur auf die Intensität der gebeugten Wellen, nicht aber auf die Streifenform Einfluß. Zu den Zwecken, zu welchen hier die Gitter benutzt werden, ist es vorteilhaft, das ganze Licht in der Mittelwelle und in den zwei Wellen erster Ordnung zu konzentrieren. Um dies zu erzielen, muß die Lichtundurchlässigkeit der Striche einem Sinusgesetze folgen, was aber sehr schwer zu erreichen ist; aber in photographisch wiedergegebenen Gittern kommt man diesem Ziele ziemlich nahe.

Was die Lichtquelle betrifft, so spricht man gewöhnlich, der Einfachheit halber, von einer punktförmigen Lichtquelle; in der Praxis sollte man ein winziges Diaphragma benutzen. Da hierbei die Lichtstärke der Anordnung berührt wird, ist es gut, darüber eingehender zu sprechen. Gewöhnlich hängen die sichtbaren Details einer Lichtquelle vom Durchmesser D des Objektivs ab, und es wurde verschiedentlich gezeigt[1]), daß zwei punktförmige Lichtquellen noch auflösbar sind, wenn sie vom Objektiv unter einem Winkel $< \lambda/2\,D$ erscheinen, wo λ die angewandte Lichtwellenlänge ist. Eine Lichtquelle ist demnach als punktförmig anzusehen, wenn sie vom Objektiv unter einem Winkel gesehen wird, der nicht größer als $\lambda/2\,D$ ist. Das gilt bezüglich jeder bisher bekannten optischen Erscheinung. Was die Gitter besonders anbelangt, so habe ich seit der ersten Veröffentlichung[2]) geometrisch, und kürzlich mittels neuer Untersuchungen[3]) bewiesen, daß eine Lichtquelle als punktförmig gilt, wenn ihr geometrisches Bild an Breite die halbe Periode des gebrauchten Gitters nicht übertrifft. Dadurch wird die Breite der Lichtquelle noch winkelmäßig und, was mehr ist, im Zusammenhang mit der Gitterfrequenz festgelegt; da diese höchstens $m = 2\,\alpha/\lambda$ ($\alpha =$ die halbe Winkelöffnung des Objektivs vom Bildpunkte aus) sein kann, so ist die diesem Gitter angepaßte Lichtquelle dieselbe, welche für jede andere optische Erscheinung paßt, d. h. $\lambda/2\,D$ breit.

Wenn man ein kreisförmiges Gitter verwendet, so ist eine kreisförmige, einem beleuchteten Punkte gleichende Lichtquelle nötig; ist aber das Gitter geradlinig, so ist ein Spalt praktisch brauchbarer, sei es wegen der größeren Menge des durchgelassenen Lichtes, sei es wegen einfacherer Handhabung. In der Praxis reichen die gewöhnlichen Spalte sehr gut aus; um beispielsweise ein Objektiv mit einem 10 Striche pro mm tragenden Gitter zu untersuchen, kann der Spalt die Länge $2\,f$, und eine Breite von $^1/_{20}$ mm haben. Wenn er mit einem elektrischen Lichtbogen von nur wenigen Ampère beleuchtet wird, hat man noch Licht genug, um die Schattenstreifen auf einem Schirm sehr vergrößert und weithin sichtbar zu erzeugen.

---

[1]) Wie Anm. 3 S. 553.

[2]) *Ann. della R. Scuola Norm. Sup. Univ. di Pisa. 15. 1923*

[3]) Wie Anm. 3 S 553.

Andererseits ist es einleuchtend, daß die Breite des Spalts auf die Empfindlichkeit des Verfahrens keinen Einfluß hat; die Streifen sind entweder sichtbar oder nicht; im ersten Fall ist die Empfindlichkeit unveränderlich, im zweiten ist sie Null. Es genügt, wenn die Lichtquelle so schmal ist, daß die Streifen wahrnehmbar sind; den Spalt noch mehr zu verengern, hieße die Lichtstärke vermindern, ohne die Empfindlichkeit zu erhöhen, da diese nur von der Form der Streifen und nicht von deren Klarheit abhängt.

Der Spalt muß natürlich den Gitterstrichen parallel sein, aber auch diese Bedingung ist nicht streng zu nehmen. Wenn der Spalt von der Länge l mit der Richtung der Gitterstriche einen Winkel φ bildet, wirkt er so, als ob er die Breite $l \cdot \sin \varphi$ hätte; vorausgesetzt, daß diese in den schon festgestellten Grenzen bleibt, ist es nicht nötig, φ weiter zu vermindern.

Ein anderer erwähnungswürdiger Punkt ist die erforderliche Strichzahl des Gitters. Gewöhnlich wird das Gitter in einem sehr kleinen Abstand y vom Wellenkrümmungszentrum entfernt aufgestellt, um, da die Streifenfrequenz von y abhängig ist, auch dem bloßen Auge sichtbare Streifen zu erhalten. Wenn insbesondere das Gitter in seiner Ebene das Wellenzentrum enthält, sind die Streifen unendlich breit, und das Feld erscheint gleichförmig. Es scheint so, als ob man in diesem Falle nur einen einzigen Strich des ganzen Gitters ausnutze, so daß ein Spalt die gleichen Ergebnisse zeitigen würde. Es verhält sich aber ganz anders. Wenn man ein Objektiv hinter einem im Zentrum der heraustretenden sphärischen Welle befindlichen Spalte beobachtet, sieht man eine runde, beleuchtete, mit wohl ausgeprägten Rändern versehene Scheibe, wenn der Spalt breit genug ist; wenn man diesen verengert, verbreitern sich die Ränder der Scheibe allmählich senkrecht zum Spalt und werden unschärfer, wobei sie das wohlbekannte Aussehen von Beugungsstreifen annehmen; wenn der Spalt sehr eng ist, sieht man keine Details der Objektivform mehr.

Wenn man aber statt des Spalts ein Gitter benutzt, das sich im Wellenmittelpunkt befindet, so sieht man noch immer die Gesamtheit der verschiedenen gebeugten Wellen als scharf begrenzte und sich teilweise überlagernde Scheiben unter mehr oder weniger enger Abhängigkeit von der Gitterfrequenz; in dem zwei Wellen gemeinsamen Gebiet sieht man die Schattenstreifen, wenn $y \neq 0$ ist; ist $y = 0$, so sieht man sie nicht mehr, da sie unendlich breit sind, aber das Aussehen des Feldes hat nichts mit demjenigen übereinstimmend, das bei einem einfachen Spalte erhalten würde. Der Grund dafür liegt in der Tatsache, daß auch bei $y = 0$ die Zahl der wirksamen Gitterstriche > 1 ist (wenn man nicht Gitter mit niedriger Frequenz braucht, welche jedoch uninteressant sind), da die Welle in ihrem Zentrum die bekannte Form des von Ringen umgebenen Beugungsbildes annimmt. Der genannte Fall gleicht sehr einem von Lord Rayleigh erklärten Paradoxon[1]).

Nach diesen Bemerkungen, welche nach meiner Ansicht beweisen, daß die geometrische Optik nichts nützt, wenn es sich um Gitter handelt, ist es nicht angängig, auf einigen Beziehungen zu beharren, welche man zwischen meiner Methodik und der Foucaultschen Messerschneidenmethode gefunden haben will. Die zwei Methoden sind grundverschieden, obwohl die Schattenränder der Messerschneidenmethode ein den Schattenstreifen sehr ähnliches Aussehen besitzen.

Aus demselben Grunde halte ich es für nicht nötig, weitere Kritik an der Theorie zu üben, die G. Yvon über das Verhalten eines Gitters aufstellen will, und an den

[1]) Lord Rayleigh, *Coll. Pap. S. 306; Phil. Mag. 9. S. 779. 1905.*

Schlüssen, welche er daraus zieht. Ich zeige nur zwei Photographien, welche in der klarsten Weise erkennen lassen, wie die Beziehung zwischen den Streifen und den Zonen des Objektivs gemeint werden soll: Fig. 1 zeigt, wie die Streifen I. Ordnung verändert werden, wenn man den Mittelteil der Welle verdeckt; Fig. 2 zeigt, wie wesentlich das Randgebiet des Objektivs ist; verdeckt man es, wie es im unteren Teile der Figur gemacht wurde, so bleiben die Streifen gänzlich aus.

Was die Empfindlichkeit der Methode betrifft, so habe ich anderweitig[1]) bewiesen, daß die Schattenstreifen die meistens allen Interferenzmethoden gemeinsame und übrigens allen praktischen Zwecken genügende Empfindlichkeit erzielen. Das wurde in zwiefacher Weise wiederum bestätigt: in der direkten Anwendung auf einen der schwierigsten Fälle, nämlich die Prüfung eines 40-Stufengitters von Michelson[2]), und in der kürzlichen Anwendung der Gitter als Sterninterferometer und als Auflösungsmittel in den Spektroskopen.

Man kann also sagen, daß ein optisches System, welches mit Gittern unter Bedingungen der höchsten Empfindlichkeit für fehler- und aberrationslos befunden wurde, zweifellos ein optisch vollkommenes System ist, welches keine Fehler zeigen kann, wenn man es mit jeder anderen bekannten Methode prüft.

Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 1 betrifft die Untersuchung eines Zeiss-Objektivs ($f = 285$ mm; $D = 17$ mm), mit einem 50 Striche pro mm tragenden Gitter auf Glas, dessen lichtdurchlässige Striche ungefähr 20 mal so breit sind wie die lichtundurchlässigen; die Lichtquelle war ein 0,04 mm breiter, 2 m vom Objektiv abstehender Spalt eines Hilger-Monochromators; $\lambda = 480\ m\mu$; Belichtungszeit 100 sek. mit roten Cappelli photographischen Platten. Eine vor das Objektiv gestellte Schraubenzwinge verdeckt dessen mittleren Teil. Der mittlere Streifen jeder Serie bleibt unverändert. Wo die Schraubenzwinge die Bildung der Streifen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Wellen unmöglich macht, sieht man die schwächeren Doppelfrequenzstreifen, von zwei Wellen verursacht, deren Ordnungszahlen um zwei Einheiten verschieden sind. Die Anwesenheit der Schraubenzwinge verändert diese Streifen, welche augenscheinlich vom Randteil des Objektivs herrühren, gar nicht.

Die gleichen Untersuchungsbedingungen wie bei Fig. 1 bestanden bei Fig. 2, nur daß die Schraubenzwinge entfernt ist und $D = 16$ mm im oberen, $D = 8$ mm im unteren Teil der Figur beträgt.

---

[1]) Wie Anm. 3 S. 553.

[2]) V. Ronchi, *Nuovo Cim. Jan. bis März 1925; ebd. Okt. bis Dez. 1925.*

Zur Theorie der Doppelmonochromatoren.

Von

P. H. van Cittert in Utrecht.

(Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Universität Utrecht.)

Bekanntlich kann man die Reinheit des von einem Monochromator durchgelassenen Lichtes dadurch erhöhen, daß man hinter diesem Monochromator einen zweiten anbringt, der das Licht noch einmal filtriert.

Hierfür ist folgende Erklärung zu geben: Vom Eintrittspalt A wird durch den ersten Monochromator auf der Spaltfläche des Spaltes B ein Spektrum abgebildet. Dieser Spalt B, der zugleich Eintrittsspalt des zweiten Monochromators ist, läßt alsdann das Licht des gewünschten Wellenlängegebietes hindurch, aber außerdem auch eine bestimmte Menge „falsches Licht" anderer Wellenlänge. Der Durchgang dieses falschen Lichtes ist zu erklären durch Diffusion an der Prismaoberfläche und durch Brechung an Spaltrissen, Kratzern und Luftbläschen im Glas. Der zweite Monochromator bricht das Licht erneut, das Licht der gewünschten Wellenlänge aber unter einem anderen Brechungswinkel als das diffuse „falsche". Man erhält so ein Spektrum vom durchgelassenen falschen Licht und in ihm ein lichtstarkes Band des gewünschten regelmäßig gebrochenen Lichtes. Indem man dieses „reguläre" Licht durch einen Spalt C schickt, kann man das diffuse Licht abschirmen.

Derartige Doppelmonochromatoren sind in zwei verschiedenen Ausführungen gebaut worden:

I. Leiss[1]) ordnete den zweiten Monochromator so an, daß seine Dispersion im gleichen Sinne wirkte wie die des ersten. Das vom Spalt B hindurchgelassene Licht wird dann im zweiten Monochromator noch einmal dispergiert. Will man den Doppelmonochromator auf eine neue Wellenlänge einstellen, so müssen beide Prismen um einen äquivalenten Winkel gedreht werden.

II. Lehmann[2]) und, unabhängig von diesem, der Verfasser[3]) aber ordneten den zweiten Monochromator so an, daß die Dispersion im entgegengesetzten Sinne wirkte wie die des ersten. Trägt man dafür Sorge, daß beide Monochromatoren vollkommen identisch sind, so erhält man die Einstellung auf andere Wellenlängen durch einfache Verschiebung des Mittelspaltes B.

Da dieser Typ wesentliche Vorteile gegenüber dem anderen aufweist, ist es erwünscht, die Reinheit des durchgelassenen Lichtes in Verbindung mit der Lichtstärke bei beider Ausführungsformen zu untersuchen.

Wir wollen hierbei von der Voraussetzung ausgehen, daß die Vergrößerung bei beiden Monochromatoren gleich 1 sei und daß ferner die Prismen im gewünschten Gebiet auf das Minimum der Ablenkung eingestellt sind. Ist dies nicht der Fall, so wird die rechnerische Auswertung weniger übersichtlich, aber die sich ergebenden Schlüsse bleiben die gleichen.

---

[1]) C. Leiss, *Diese Zeitschr.* **41.** *S. 246. 1921.*

[2]) H. Lehmann, *Ann. d. Phys.* **5.** *S. 633. 1901.* — G. Rudert, *Ann. d. Phys.* **31.** *S. 559. 1910.*

[3]) P. H. van Cittert, *Revue d'Optique* **2.** *S. 57. 1923*; *Physica* **3.** *S. 181. 1923.*

I. Doppelmonochromator mit gleichsinniger Dispersion.

Nehmen wir an, der Spalt A habe eine Breite $2a$, ausgedrückt in irgendeinem willkürlichen Maß (z. B. 0,01 mm). Auf die Spaltfläche von B (Breite $2b$) wird dann ein Spektrum in folgender Weise abgebildet: Zentral auf den Spalt B fällt ein Spaltbild der Breite $2a$ mit der Wellenlänge λ_0 (Fig. 1), im Abstand $x = 1$ ein solches gleicher Breite, aber mit der Wellenlänge λ_1. Wir wollen unsere Wellenlängeneinheit so wählen, daß $\lambda_1 - \lambda_0 = 1$. Im Abstand x vom Spaltmittelpunkt von B fällt dann zentral das Wellenlängengebiet $\lambda_0 + x$. Hierbei wird angenommen, die Spalte sind so eng, daß die Beziehung gilt, daß in unmittelbarer Umgebung von B die Wellenlänge linear von x abhängt.

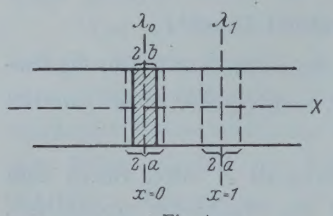


Fig. 1.

Wir können dann den Verlauf des Spektrums auf der Spaltfläche B in einem Diagramm (Fig. 2) darstellen:

Spalt B läßt vom Spektrum ein Wellenlängengebiet durch, das von $\Delta\lambda = -(a+b)$ bis $\Delta\lambda = +(a+b)$ reicht. Die hindurchgelassene Energie ist von $-(a-b)$ bis $+(a-b)$ proportional $2b$, und nimmt von $-(a-b)$ bis $-(a+b)$ bzw. von $+(a-b)$ bis $+(a+b)$ regelmäßig bis zum Wert 0 hin ab (alles unter der Voraussetzung $a > b$). Außer den Gebieten $\Delta\lambda = \pm(a+b)$ gelangt kein regulär gebrochenes Licht durch Spalt B. Wohl aber ist es möglich, daß ein gewisser Betrag diffuses Licht anderer Wellenlänge den Spalt durchdringt.

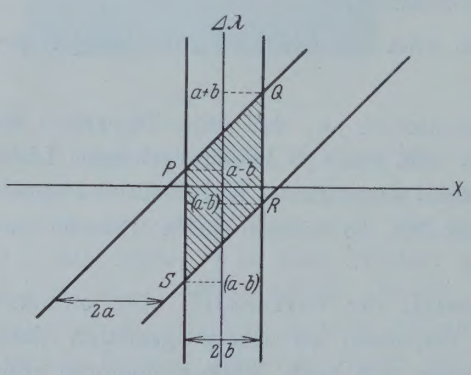


Fig. 2.

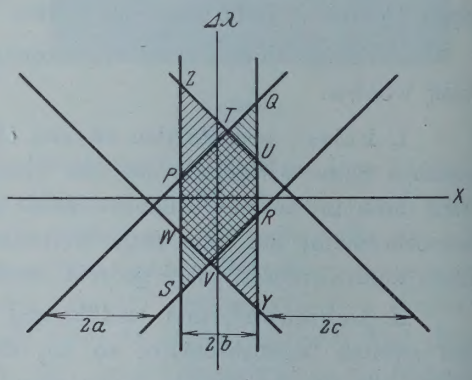


Fig. 3.

Die Gesamtmenge des durchgelassenen Lichtes ist proportional der Fläche $PQRS$, also bei geeigneter Wahl der Einheit gleich $J = 4ab$. Durchgelassen wird das Wellenlängengebiet $\Delta\lambda = \pm(a+b)$.

Das von B durchgelassene Licht wird im zweiten Monochromator noch einmal einer Dispersion unterworfen. Zur Feststellung, welche Lichtmenge zum Schlusse aus Spalt C tritt, können wir diese auf Spalt B zurückabbilden (Fig. 3). Wir erhalten dann für $c > a > b$ das folgende Resultat:

Monochromator I läßt durch den Spalt B hindurch:

1. Regulär: alles Licht innerhalb $PQRS$.

2. Diffus: alles diffuse von diesem Monochromator erzeugte Licht, das zufällig durch Spalt B fällt.

Monochromator II läßt durch den Spalt C hindurch:

1. Regulär: alles Licht R in $PTURVW$.

2. Diffus: alles diffuse Licht D_1 aus Monochromator I, das in PTZ und RVY vorhanden ist.

3. Diffus: alles diffuse Licht D_2 des Monochromators II aus den Gebieten UTQ und WVS, das zufällig auf den Spalt C gelangt.

4. Diffus: die geringe Menge diffuses Licht des Monochromators I, die aus Spalt B kommend in den zweiten Monochromator eintritt und in diesem zufällig so einer zweiten Diffusion unterliegt, daß die gerade durch Spalt C gelangt. Diese bei guten Apparaten sehr geringe Menge doppelt diffusen Lichtes soll in den nachfolgenden Überlegungen vernachlässigt werden.

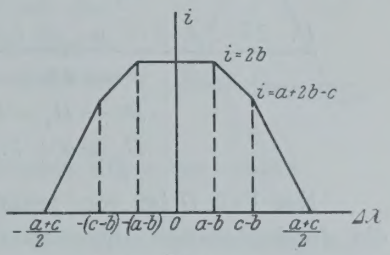


Fig. 4.

Im gezeichneten Fall ist die Intensität des regulär durchgelassenen Lichtes gleich der Fläche $PTURVW$, also

$$J = 2b(a + c - b) - {}^1/_2(c - a)^2.$$

Die Verteilung dieser Energie ist wie folgt (Fig. 4):

$$\begin{aligned} &\text{von } \Delta\lambda = 0 \text{ bis } \Delta\lambda = \pm(a - b): && i = 2b \\ &\pm(a - b) \quad \pm(c - b): && i = (a + b) \mp \lambda) \\ &\pm(c - b) \quad \pm\frac{a + c}{2} && i = (a + c) \mp 2\lambda). \end{aligned}$$

Das regulär durchgelassene Licht erstreckt sich über das Gebiet von $\Delta\lambda = 0$ bis $\Delta\lambda = \pm\frac{a+c}{2} = R$. Außerdem läßt der Monochromator noch diffuses Licht der Gebiete $D_1 = \pm(b + c)$ bzw. $D_2 = \pm(a + b)$ durch. Im gezeichneten Fall ist

$$(b + c) > (a + b) > \frac{a + c}{2},$$

also wird das durchgelassene Wellenlängengebiet bestimmt durch den Wert von $(b + c)$.

Insgesamt sind vier verschiedene Fälle zu unterscheiden (Fig. 5):

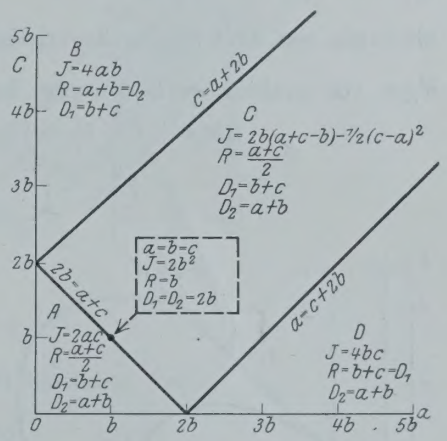


Fig. 5.

A. $2b > a + c.$

$$\left.\begin{aligned} J &= 2ac, \\ R &= \frac{a + c}{2}, \\ D_1 &= b + c, \\ D_2 &= a + b. \end{aligned}\right\} \text{ Wellenlängengebiet bestimmt durch } a + b \text{ bzw. } b + c.$$

B. $2b < c + a, \quad c > a + 2b.$

$$\left.\begin{aligned} J &= 4ab, \\ R &= D_2 = a + b, \\ D_1 &= b + c. \end{aligned}\right\} \text{ Wellenlängengebiet bestimmt durch } b + c.$$

C. $2b < c + a,\quad c < a + 2b,\quad a < c + 2b.$

$$J = 2b(a + c - b) - \tfrac{1}{2}(a - c)^2,$$
$$R = \frac{a + c}{2},$$
$$D_1 = b + c,$$
$$D_2 = a + b.$$

} Wellenlängengebiet bestimmt durch $a + b$ bzw. $b + c$.

D. $2b < a + c,\quad a > c + 2b.$

$$J = 4bc,$$
$$R = D_1 = b + c,$$
$$D_2 = a + b.$$

} Wellenlängengebiet bestimmt durch $a + b$.

Nur Fall *C* ist von praktischer Bedeutung. In den Fällen *A*, *B* und *D* sind die durchgelassenen Intensitäten und die regulär durchgelassenen Wellenlängegebiete unabhängig von den Spaltweiten b, c bzw. a. Die Spalte sind so weit, daß sie hinsichtlich des regulären Lichtes vollkommen ohne Zweck sind. Der einzige Erfolg solch weiter Spalte ist lediglich eine zwecklos große Menge diffusen Lichtes.

Als kennzeichnende Größe der Lichtstärke und des Reinheitsgrades eines Monochromators kann man die Größe $S = \frac{J}{R^2}$ einführen. Diese Größe wollen wir die spezifische Intensität nennen. Der Wert dieser spez. Intensität ist ausschließlich abhängig von dem Spaltweiteverhältnisse $\alpha = \frac{a}{b}$ und $\gamma = \frac{c}{b}$. Im Falle *C* (dem einzigen von praktischer Bedeutung) ist S bestimmt durch:

$$S = \frac{2b(a + c - b) - \frac{1}{2}(a - c)^2}{\left(\frac{a + c}{2}\right)^2} = \frac{2(\alpha + \gamma - 1) - \frac{1}{2}(\alpha - \gamma)^2}{\left(\frac{\alpha + \gamma}{2}\right)^2}.$$

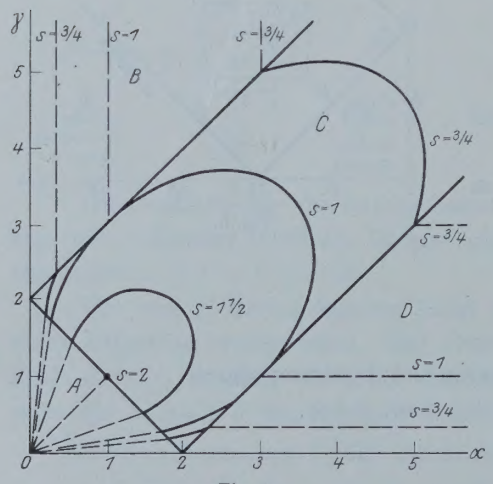


Fig. 6.

S ist maximal gleich zwei im Falle

$$\alpha = \gamma = 1 \qquad \text{oder} \qquad a = b = c.$$

Die Gleichung

$$2(\alpha + \gamma - 1) - \tfrac{1}{2}(\alpha - \gamma)^2 = \tfrac{1}{4} S(\alpha + \gamma)^2$$

ergibt für die Linien gleicher spezifischer Intensität ein Bündel konfokaler Ellipsen. Die Brennpunkte dieser Ellipsen sind gegeben durch:

$$\alpha = \gamma = 1 \qquad \text{und} \qquad \alpha = \gamma = \frac{4}{S} - 1.$$

In Fig. 6 sind einzelne dieser Ellipsen gezeichnet. (Die gestrichelten Geraden stellen die Linien gleicher spezifischer Intensität in den Gebieten *A*, *B* und *D* dar.)

Der Monochromator nach Leiss umfaßt also bei gegebener Intensität das kleinste Wellenlängegebiet in dem Falle, daß die Spalte alle gleich groß sind. Dann ist:

$$J = 2b^2, \qquad R = b, \qquad S = 2.$$

Die Intensitätsverteilung des durchgelassenen Lichtes ist bestimmt durch

$$i = 2b \mp 2\Delta\lambda$$

(Fig. 7). Der Monochromator läßt aber außerdem auch noch eine unbekannte Menge diffusen Lichtes durch aus den Gebieten $D_1 = D_2 = \pm 2b$.

Das in Wirklichkeit durchgelassene Wellenlängengebiet ist also zweimal so breit als das regulärerweise hindurchgehende Licht. Die spez. Intensität ist allerdings viermal so klein, also $= {}^1/_2$, während über die Intensitätsverteilung des durchgelassenen Lichtes über die verschiedenen Wellenlängen nichts vorherzusagen ist.

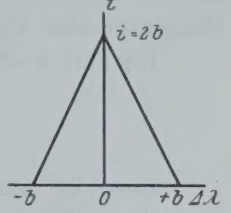


Fig. 7.

II. Doppelmonochromator mit in entgegengesetztem Sinne wirkenden Einzeldispersionen.

Die Besprechung dieses Doppelmonochromators ist wesentlich einfacher und übersichtlicher. Bilden wir wieder die Spalte A und C auf der Spaltfläche B ab, so erhalten wir im Falle $c > a$ das in Fig. 8 gezeichnete Diagramm.

Spalt B läßt von dem durch A gegangenen Licht den Anteil $PQRS$ hindurch. Dieser geht vollständig durch C. Außerdem läßt Spalt C noch das vom ersten Monochromator herrührende diffuse Licht durch, das gegebenenfalls sich in den Gebieten $PTUQ$ bzw. $RVWS$ vorfindet. Indem man wieder vom doppelt diffusen Licht absieht, findet man, daß der Monochromator eine Intensität $J = +4ab$ des Wellenlängengebietes $R = a + b$ hindurchläßt und außerdem eine gewisse Menge diffuses Licht vom ersten Monochromator aus dem Gebiet $D_1 = b + c$. Da der zweite Monochromator alles durchläßt, was regulär vom ersten durchgelassen wird, wird $D_2 = R = a + b$.

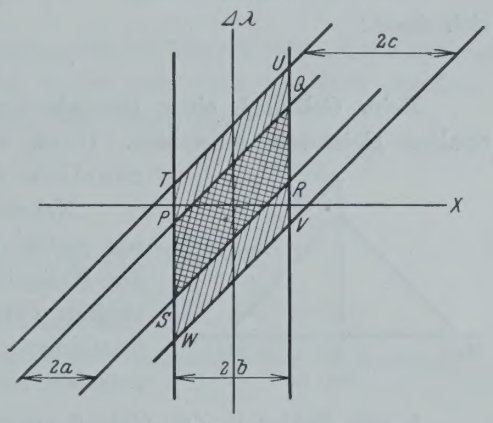


Fig. 8.

Im Fall $c > a$ haben wir also:

$$\left.\begin{aligned} J &= 4ab, \\ R &= D_2 = a + b, \\ D_1 &= b + c. \end{aligned}\right\} \text{ Wellenlängengebiet bestimmt durch } b + c.$$

Ebenso für $c < a$:

$$\left.\begin{aligned} J &= 4bc, \\ R &= D_1 = b + c, \\ D_2 &= a + b. \end{aligned}\right\} \text{ Wellenlängengebiet bestimmt durch } a + b.$$

Praktische Bedeutung hat nur Fall $a = c$:

$$J = 4ab = 4bc,$$
$$R = D_1 = D_2 = a + b = b + c.$$

Das diffuse Licht hat also gar keinen Einfluß auf das durchgelassene Wellenlängengebiet. Außer dem gewünschten Gebiet wird kein diffuses Licht durchgelassen!

Damit ist außerdem der Vorteil verbunden, daß durch eine Änderung der Spaltweite b willkürlich der Umfang des durchgelassenen Wellenlängengebiets verändert

werden kann. Bei sehr starker Erweiterung des Spaltes B läßt der Monochromator wieder weißes Licht durch.

Man kann also bei enger Spaltstellung von B die Energie des durchgelassenen Lichtes für verschiedene Wellenlängen ausmessen, hernach Spalt B entfernen und den Monochromator als Lichtquelle bekannter Intensitätsverteilung benutzen.

Im Fall $a = c$ wird die spez. Intensität bestimmt durch

$$S = \frac{4ab}{(a+b)^2} = \frac{4bc}{(b+c)^2}.$$

Diese ist maximal $S = 1$, wenn $a = b = c$. Auch dieser Monochromator hat die größtmöglichste spezifische Intensität dann, wenn alle Spalte gleich groß sind. Die durchgelassene Energie wird dann $J = 4b^2$ und das Wellenlängengebiet $R = 2b$.

Außerdem läßt der Monochromator in diesem Fall kein diffuses Licht anderer Wellenlängen hindurch. Die tatsächliche spezifische Intensität ist also $= 1$ und somit doppelt so groß als bei dem Doppelmonochromator Leissscher Bauart.

Die Verteilung der Energie über das durchgelassene Wellenlängengebiet bestimmt sich durch:

$$i = 2b \mp \Delta\lambda.$$

Beim Gebrauch eines Doppelmonochromators ist es also vorteilhaft, alle drei Spalten gleichweit zu wählen. Doch wird der absolute Wert der Spaltweite gänzlich durch den Zweck bedingt[1]).

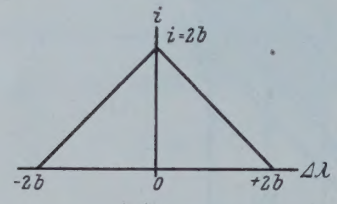


Fig. 9.

Nehmen wir ein konkretes Beispiel. Angenommen, wir wollen die Emission einer Glühlampe als Funktion der Wellenlänge mittels eines Doppelmonochromators des zweiten Typs, einer Thermosäule und eines Galvanometers bestimmen. Die Meßfehler sind dann auf zwei Hauptursachen zurückzuführen:

1. den Fehler in der Galvanometerablesung, verursacht durch die Unruhe von Galvanometer und Thermosäule, durch die Schätzungsfehler bei der Interpolation zwischen die Striche auf der Skala usw. Dieser Fehler ist absolut gemessen in erster Näherung unabhängig vom Ausschlag, also von der Spaltweite b. Den relativen Fehler p_1 können wir also darstellen durch

$$p_1 = \frac{u}{b^2},$$

wobei $u =$ relativer Fehler bei Spaltweite 1.

2. den Fehler, der durch die Tatsache verursacht wird, daß der Monochromator über ein endliches Wellenlängengebiet summiert. Nehmen wir an, daß in dem Wellenlängenbereich, dessen Energie bestimmt werden soll, dies dargestellt werden kann durch

$$i = p + q(\Delta\lambda) + s(\Delta\lambda)^2.$$

Der Monochromator läßt dann durch die Energie:

$$J = \int_{-2b}^{0} (p + q(\Delta\lambda) + s(\Delta\lambda)^2)(2b + (\Delta\lambda))\, d(\Delta\lambda) + \int_{0}^{2b} (p + q(\Delta\lambda) + s(\Delta\lambda)^2)(2b - (\Delta\lambda))\, d(\Delta\lambda)$$

[1]) Diese Bemerkung verdanke ich dem Herrn H. C. Burger.

oder

$$S = 4pb^2 + \frac{8}{3}sb^4.$$

Wir möchten aber den Wert $4pb^2$ messen, machen also den Fehler $\frac{8}{3}sb^4$.

Der relative Fehler ist also darzustellen durch:

$$r_2 = \frac{\frac{8}{3}sb^4}{4pb^2} = \frac{2s}{3p}b^2.$$

Der ganze relative Fehler ist somit:

$$r = r_1 + r_2 = \frac{u}{b^2} + \frac{2s}{3p}b^2.$$

Dieser wird Minimum für

$$\frac{dr}{db} = -\frac{2u}{b^3} + \frac{4s}{3p}b = 0,$$

also für

$$b = \sqrt[4]{\frac{3pu}{2s}}.$$

Die Messung wird also am genauesten, wenn wir den Spalten diese Weite geben. Für jedes Wellenlängengebiet muß dann die Weite aufs neue ermittelt werden. (u, p und s sind aus vorläufigen Messungen ungefähr festzulegen.)

Das Polarisationsfeld Nicolscher Prismen.

Von

J. Th. Groosmuller in Amsterdam.

(Mitteilung aus dem physikalischen Laboratorium zu Amsterdam, Direktor Prof. R. Sissingh.)

I.

1. Einleitung.

Bekanntlich ist das Feld zweier gekreuzter Nicolscher Prismen nicht ganz dunkel bei genügend großer Intensität des einfallenden Lichtes, wenn man mit einem auf Unendlich eingestellten Fernrohr beobachtet. Man sieht bei der Drehung eines der Prismen einen dunklen Streifen durch das Feld hindurch wandern[1]). Dieser Streifen, welchen Landolt[2]) zuerst beschrieb, ist von Lippich[3]) eingehend theoretisch untersucht worden. Obwohl diese Theorie ziemlich gut mit der Erfahrung im Einklang steht, tritt darin der Übelstand auf, daß die Fresnelschen Formeln für isotrope

---

[1]) Vgl. Müller-Pouillet II, § 397. S. 853.

[2]) Landolt, Das optische Drehungsvermögen organischer Substanzen 1879, 2. Auflage 1898. § 99. S. 293.

[3]) Lippich, *Wien. Sitz.-Ber.* **85.** *S. 268. 1882.* Vgl. auch Müller-Pouillet, S. 444, 953. Sissingh hat diesen Streifen zu gleicher Zeit wie Lippich beobachtet und vielfach bei experimentellen Untersuchungen der elliptischen Polarisation des von Glas und Metallen reflektierten Lichtes, sowie des magnetischen Lichtvektors bei magnetisierten Spiegeln (Kerrsches Phänomen) benutzt (*Arch. Néerl. 20, 1886; Ann. der Physik 1891*). Deshalb habe ich in einer ausführlichen Arbeit über diesen Gegenstand den Namen „Lippich-Sissinghsche Streifen" vorgeschlagen. *Arch. Néerl.* ***VIII.*** *S. 1. 1924.*

Körper benutzt werden. Später haben Berek[1]) und Bruhat-Hanot[2]) eine strengere Lösung zu geben versucht. Ersterer behandelt nur einen einzigen Fall und letztere gehen wohl von ganz strengen Formeln aus, führen aber dann einige Näherungen ein und kommen zum Resultat, daß die Lippichsche Theorie brauchbar ist. Für die strenge Lösung des genannten Problems ist es an erster Stelle nötig, das Polarisationsfeld eines Nicolschen Prismas zu berechnen. Aus dem Folgenden wird dann auch hervorgehen, inwieweit die Lippichschen Näherungen gültig sind.

2. Berechnung der Grundformeln.

Der Einfachheit halber nehmen wir an, wie es tatsächlich beim Nicolschen Prisma der Fall ist, daß nur der außerordentliche Strahl austritt und der ordentliche beseitigt wird.

Die elektromagnetische Lichttheorie gibt die Lage der Polarisationsebene in jedem Punkte des Feldes als Funktion des Einfallswinkels[3]).

Dazu haben wir den Neumann-Potierschen Satz anzuwenden[4]). Dieser lautet für einachsige Kristalle: Ein ordentlicher oder außerordentlicher Strahl, welcher aus einem einachsigen Kristalle austritt, ist in einer Ebene polarisiert senkrecht zur Polarisationsebene eines Strahles, dessen Eintrittsrichtung mit der Austrittsrichtung des ersten Strahles zusammenfällt und der nur den außerordentlichen oder ordentlichen Strahl gibt[5]).

Im folgenden gebe ich zuerst eine Zusammenstellung der in den Formeln benutzten Größen:

ι Einfallswinkel, also auch, da wir annehmen, daß die Endflächen des Prismas parallel sind, der Austrittswinkel.

r Zu i gehörige Refraktionswinkel des ordentlichen Strahles.

n_0 Brechungsindex im isotropen Medium.

ω Brechungsindex des ordentlichen Strahles im Kristall.

$k = \frac{n_0}{\omega}$ Relativer Brechungsindex.

ε_1 Uniradiales Azimut des ordentlichen Strahles.

ψ Polarisationsazimut im Kristalle.

δ Polarisationsazimut des außerordentlichen Strahles nach dem Austritt.

θ Der Winkel zwischen der optischen Achse und Normale der Endfläche.

ζ Der Winkel zwischen Hauptebene (Ebene durch Normale der Endfläche und optische Achse) und Einfallsebene, also Azimut der Einfallsebene[6]).

Die Grundformeln, welche wir brauchen, sind:

$$\operatorname{tg} \varepsilon_1 = \cos(\iota - r) \operatorname{tg} \psi , \qquad 1)$$

$$\sin r = k \sin i . \text{[7])} \qquad 2)$$

---

[1]) Berek, Verh. Deutsch. Phys. Gesellschaft **21**. 1919.

[2]) Bruhat-Hanot, *Journ. de Physique* (6), ***III.*** *1922.*

[3]) Eine ausführliche Darstellung dieser Theorie findet sich bei Pockels, Lehrbuch der Kristalloptik.

[4]) Neumann, *Abh. Berliner Akad. 1825.* Potier, *Journ. de Physique* ***III.*** *10. 1891.*

[5]) Die Lagen dieser Polarisationsebenen nennt man bekanntlich uniradiale Azimute.

[6]) Die Bedeutung der anderen, in den Formeln benutzten Größen ist jedesmal aus der beigegebenen Figur zu entnehmen.

[7]) Pockels l. c. S. 185 und 195.

ψ wird berechnet, indem man bemerkt, daß die optische Achse in der Polarisationsebene im Kristalle liegt. Bezeichnen wir mit A, N, ε und P (Fig. 1) die resp. der optischen Achse, der Normale der Endfläche, der Wellennormale im Kristalle und der Wellennormale beim Austritt entsprechenden Punkte einer Einheitskugel, dann ist AN Hauptebene, J Einfallsebene, P Polarisationsebene des außerordentlichen Strahles beim Austritt.

$NE = r$, $NP = \iota$; N, E und P liegen selbstverständlich in einer Ebene. Geben wir Gl. 1) die Form:

$$\cos(\iota - r) = \operatorname{tg}\varepsilon_1 \cot\psi = \cot\left(\frac{\pi}{2} - \varepsilon_1\right)\cdot\cot\psi,$$

dann sind, wie leicht ersichtlich, $\iota - r$, $\frac{\pi}{2} - \varepsilon_1$ und ψ die Elemente eines rechtwinkligen sphärischen Dreiecks.

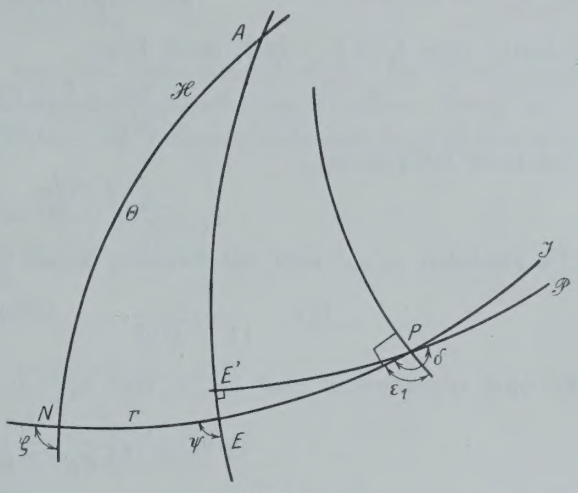


Fig. 1.

Infolge des Neumann-Potierschen Satzes ist: $\delta = \frac{\pi}{2} + \varepsilon_1$, d. h. die Polarisationsebene steht senkrecht zur Ebene AE. Es ist jetzt:

$$\cot\delta = -\operatorname{tg}\varepsilon_1 = -\cos(i - r)\operatorname{tg}\psi.$$

Aus ΔNAE ergibt sich:

$$\operatorname{tg}\psi = -\frac{\sin\zeta}{\sin r\cot\theta - \cos r\cos\zeta}.$$

Die Grundformel des ganzen Problems lautet dann:

$$\cot\delta = \cos(i - r)\frac{\sin\zeta}{\sin r\cot\theta - \cos r\cos\zeta}. \qquad 3)$$

3. Integration der Grundformel.

Gl. 3) gibt für jeden Strahl, bestimmt durch i und ζ, die Lage der Polarisationsebene gegen die Einfallsebene. Zur Bestimmung des ganzen Polarisationsfeldes betrachten wir 3) als eine Differentialgleichung, deren veränderliche Größen i und ζ sind.

Die Integration gibt eine Beziehung zwischen i und ζ, welche als eine Gleichung der Polarisationslinien im Felde aufzufassen ist.

Aus Fig. 2 findet man:

$$\cos(i + di) = \cos i\cos p + \sin i\sin p\cos\delta$$

und

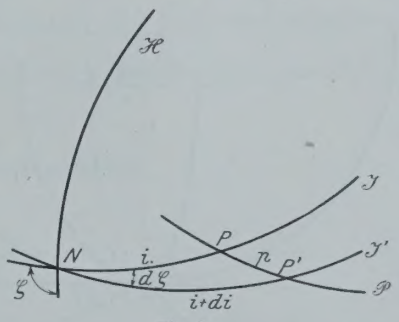


Fig. 2.

$$\sin p = \frac{d\zeta\cdot\sin(i + di)}{\sin\delta}.$$

Indem $\cos p$ der Einheit gleichgesetzt wird, erhält man:

$$\sin p = \frac{\sin i}{\sin\delta}\cdot d\zeta, \qquad -\frac{1}{\sin i}\frac{di}{d\zeta} = \cot\delta.$$

Die zu lösende Differentialgleichung ist also:

$$\frac{di}{d\zeta} = -\frac{\sin i \cos(i-r)\sin\zeta}{\sin r \cot\theta - \cos r \cos\zeta}.$$

Indem $\cos\zeta = x$ und $\varrho = \operatorname{tg} i$ gesetzt wird und eine neue veränderliche Größe $\xi = \varrho x$ eingeführt, erhält man:

$$\frac{d\varrho}{d\xi} = \frac{1+\varrho\operatorname{tg} r}{\operatorname{tg} r(\cot\theta + \xi)}.$$

Schreibt man $\xi_1 = \xi + \cot\theta$, dann folgt:

$$\frac{d\varrho}{d\xi_1} = \frac{1+\varrho\operatorname{tg} r}{\xi_1 \operatorname{tg} r} \qquad 4)$$

und nach Integration:

$$\xi_1 = C\, e^{\int \frac{\operatorname{tg} r\, d\varrho}{1+\varrho\operatorname{tg} r}} = C\, e^{\varphi_1(\varrho)}.$$

Die Funktion $\varphi_1(\varrho)$ wird auf folgende Weise transformiert. Aus Gl. 2) folgt:

$$\operatorname{tg} r = \frac{k\varrho}{\sqrt{1+a^2\varrho^2}}, \qquad \text{indem } a^2 = 1-k^2.$$

Es wird angenommen, daß $k<1$, also $n_0 < \omega$ ist. Man erhält:

$$\varphi_1(\varrho) = {}^1/_2 \int \frac{k\, d(\varrho^2)}{k\varrho^2 + \sqrt{1+a^2\varrho^2}}.$$

Die Lösung dieses Integrals gibt dann:

$$\xi_1 = C(\sqrt{1+a^2\varrho^2} - k)^{\frac{k^2}{1+k^2}} \left(\sqrt{1+a^2\varrho^2} + \frac{1}{k}\right)^{\frac{1}{1+k^2}}. \qquad 5)$$

In dieser Gleichung ist $\varrho = \operatorname{tg} i$; $\xi_1 = \xi + \cot\theta = \operatorname{tg} i \cos\zeta + \cot\theta$.

4. Diskussion der Grundformel.

Wegen der Kompliziertheit der Formel 5) werden die rechtwinkligen Koordinaten ξ und η eingeführt, wobei $\varrho = \sqrt{\xi^2+\eta^2}$. Die Ebene (ξ, η) ist eine Tangentialebene der Einheitskugel im Punkte N (Fig. 3), während die Achse Ξ $(\cos\zeta = 1; \zeta = 0)$ die Schnittlinie ist der Tangentialebene mit der Hauptebene.

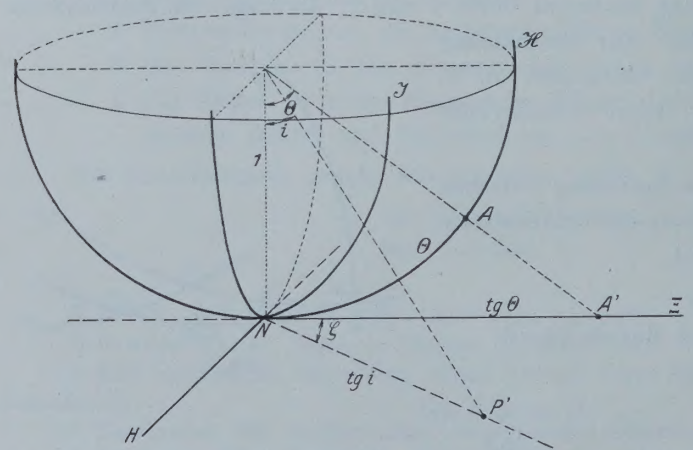


Fig. 3.

In dieser Ebene ΞH liegen die Kurven 5).

Die Tangente folgt aus 4). Setzen wir $\xi_1 = 0$, also $\xi = -\cot\theta$, so folgt:

$$\frac{d\varrho}{d\xi} = \infty.$$

Da

$$\frac{d\varrho}{d\xi} = \frac{\xi + \eta\dfrac{d\eta}{d\xi}}{\varrho} \quad (\varrho = \sqrt{\xi^2+\eta^2}),$$

so ist im allgemeinen

$$\frac{d\eta}{d\xi} = \infty .$$

In allen Punkten $\xi = -\cot\theta$ ist also die Tangente parallel zur H-Achse. In diesem Falle folgt aus 5):

$$\sqrt{1 + a^2\varrho^2} - k = 0 ,$$

was führt zu:

$$\varrho^2 = -1 .$$

Also kann das rechte Glied von 5) nur Null sein, wenn $C = 0$. Die Polarisationskurve $C = 0$ ist also in der Ebene ΞH eine Linie parallel der H-Achse. Aus Gl. 4) ist weiter abzuleiten, daß in allen Punkten $\eta = 0$ die Tangente senkrecht zur Ξ-Achse steht.

Aus

$$\frac{d\varrho}{d\xi} = \frac{\xi + \eta\dfrac{d\eta}{d\xi}}{\varrho}$$

folgt für $\eta = 0$:

$$\frac{d\varrho}{d\xi} = \pm 1 \cdot (\xi = \pm\varrho ;\ \varrho > 0) .$$

Gl. 4) liefert dann

$$1 + \varrho\,\mathrm{tg}\,r = \pm\xi_1\,\mathrm{tg}\,r ,$$

oder, wenn man ϱ anstatt $\mathrm{tg}\,i$ einführt:

$$1 = \pm\frac{k\varrho}{\sqrt{1 + a^2\varrho^2}} \cdot \cot\theta .$$

Da $\cot\theta > 0\,(\theta \leqq \pi/2)$ hat das Minuszeichen keine Bedeutung. Also ist:

$$\varrho = \frac{\sin\theta}{\sqrt{k^2 - \sin^2\theta}} .$$

Im Falle $k > \sin\theta$ liefert dieser Wert von ϱ: $\eta = 0$ und $\dfrac{d\eta}{d\xi}$ unbestimmt. Auf der Ξ-Achse liegt also ein reeller oder imaginärer Punkt (je nachdem $k \gtrless \sin\theta$), in welchem die Polarisationsrichtung unbestimmt ist [1]).

Auch ergibt sich, daß in den anderen Schnittpunkten der Polarisationslinien mit der Ξ-Achse $\dfrac{d\eta}{d\xi} = \infty$ sein muß. Die Polarisationslinien schneiden also die Ξ-Achse senkrecht [2]).

5. Berechnung des Polarisationsfeldes.

Schreibt man 5) in der Form:

$$\xi + \cot\theta = C \cdot \varphi(\varrho, k) ,$$

worin:

$$\xi = \varrho\cos\zeta ; \qquad \varphi(\varrho, k) = (\sqrt{1 + a^2\varrho^2} - k)^{\frac{k^2}{1+k^2}} \cdot \left(\sqrt{1 + a^2\varrho^2} + \frac{1}{k}\right)^{\frac{1}{1+k^2}} ; \qquad k = \frac{n_0}{\omega} ;$$

$$a^2 = 1 - k^2 ; \qquad \varrho = \mathrm{tg}\,i .$$

---

[1]) Aus Gl. 3) erhellt dies sofort, indem man $\sin\zeta = 0$ und $\sin r\cot\theta - \cos r\cos\zeta = 0$ setzt.

[2]) Für weitere Einzelheiten bezüglich des Krümmungsradius sei auf meine ausführlichere Arbeit hingewiesen. *Arch. Néerl.* ***VIII.*** *§ 4. S. 9—17.*

k wird bestimmt durch die Brechungsindizes der beiden Medien und hängt von der Wellenlänge ab. Setzt man $n_0 = 1$, was praktisch immer der Fall ist, dann findet man für ein Nicolsches Prisma aus Kalkspat:

$\lambda = 7600$ Å.-E.	$\omega = 1{,}650$	$k = 0{,}606$ (1 Å.-E. $= 10^{-8}$ cM.)
4900 „	1,667	0,600
4000 „	1,683	0,595.

Ohne beträchtlichen Fehler können wir k gleich 0,6 setzen[1]) und $\varphi(\varrho, k)$ für verschiedene Werte von ϱ berechnen:

$\varrho = \operatorname{tg} i$	$\varphi(\varrho; 0{,}6)$	$\varrho = \operatorname{tg} i$	$\varphi(\varrho; 0{,}6)$
0,00	1,6139	0,7	1,8226
0,02	1,6141	0,8	1,8780
0,05	1,6151	0,9	1,9372
0,07	1,6163	1,0	1,9995
0,1	1,6187	1,5	2,3434
0,2	1,6330	2,0	2,7158
0,3	1,6563	2,5	3,1004
0,4	1,6880	3,0	3,4913
0,5	1,7266	5	5,0762
0,6	1,7721	10	9,0692

Diese Werte sind graphisch dargestellt in Fig. 4a und 4b. Erstere gilt für $\varrho = 0$ bis $\varrho = 10$, letztere für $\varrho = 0$ bis $\varrho = 1{,}5$.

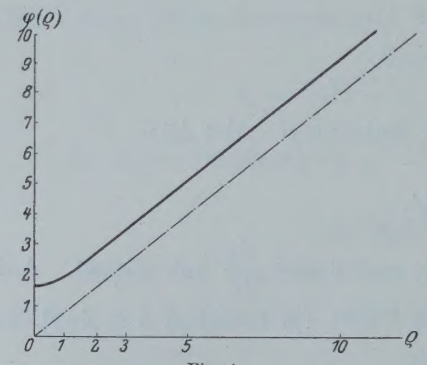


Fig. 4a.

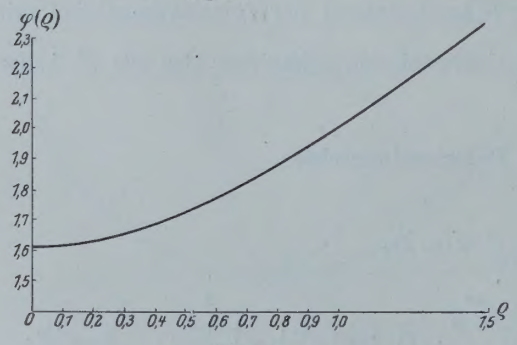


Fig. 4b.

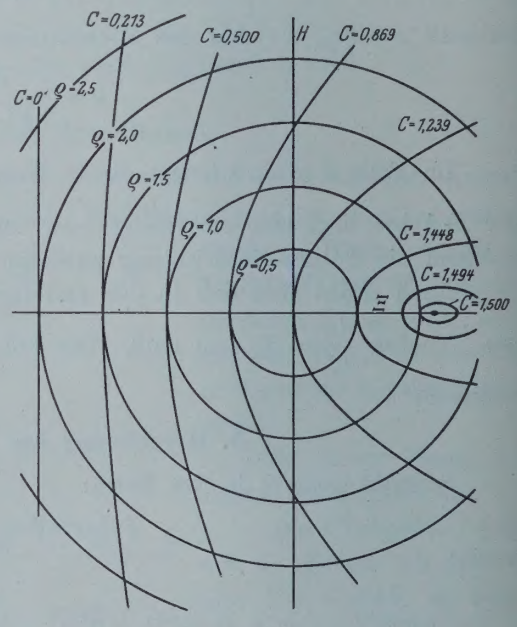


Fig. 5a.

Die folgenden Fig. 5 stellen noch einige Polarisationsfelder dar. In Fig. 5a ist $\cot\theta = 2$, $\theta = 26^0\,34'$. In diesem Falle ist der singuläre Punkt, in welchem die

[1]) Die Berechtigung dazu erhellt aus der Tatsache, daß niemals an den Rändern des L.-S.-Streifens (siehe Fußnote S. 573) eine Färbung durch Dispersion beobachtet worden ist.

Polarisationsrichtungen unbestimmt sind, reell. (Dieser Punkt liegt bei $\xi = {}^1/_2\sqrt{5}$.)

Die Figuren sind auf folgender Weise berechnet: Gieb Gl. 5) die Form

$$\frac{\xi + \cot\theta}{C} = \varphi(\varrho) \qquad 5')$$

und zeichne die Kreise $\varrho = 0{,}5$; $\varrho = 1{,}0$; $\varrho = 1{,}5$ usw. Suche die Werte von C, für welche die Polarisationskurven diese Kreise berühren in den Punkten $\eta = 0$. In diesen Punkten ist $\xi = \pm\varrho$ und da ϱ bekannt und die Werte von $\cot\theta$ gegeben sind, ist aus 5') C zu berechnen. Dann hat man nur noch die Schnittpunkte dieser Kurve C mit den anderen Kreisen ϱ zu berechnen.

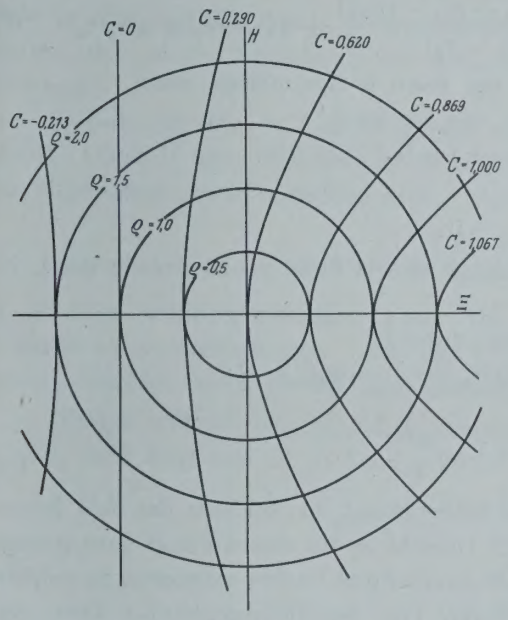


Fig. 5b.

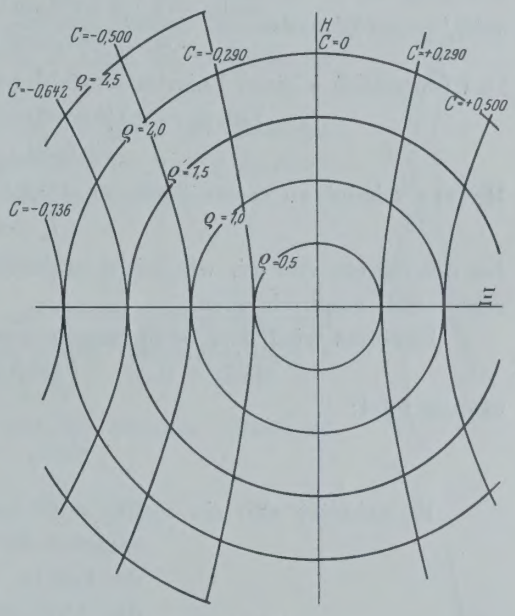


Fig. 5c.

Fig. 5b stellt das Feld eines gewöhnlichen Nicolschen Prismas dar. In der Zeichnung ist $\theta = 45^0$ genommen, während der richtige Wert $45^0\,23'$ ist. In Fig. 5c ist $\theta = 90^0$, was bei einem Thompsonschen Nicol zutrifft.

6. Näherungen.

Untersuchen wir jetzt, inwieweit die Näherungen, welche Lippich und später Bruhat mit Hanot eingeführt haben, zulässig sind. Diese Autoren kommen zum Schluß, daß das Polarisationsfeld „homozentrisch" ist, also die orthogonalen Trajektorien der Polarisationskurven (die Schwingungskurven) durch einen Punkt, den Pol dieser Polarisationskurven gehen.

In Fig. 6 sei B_0 der Pol der Polarisationskurve im Punkte P_0[1]). Wir berechnen die Änderung des Punktes B_0 bei einer Verschiebung von P_0. Aus $\Delta N P_0 B_0$ findet man für $NB_0 = \theta_0'$:

$$\cot\theta_0' = \frac{\sin\zeta_0 \operatorname{tg}\delta_0 + \cos\iota_0 \cos\zeta_0}{\sin\iota_0}.$$

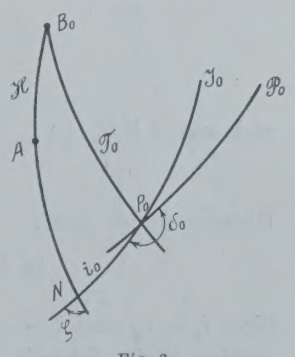


Fig. 6.

[1]) Bei der Korrektur ersah ich, daß es besser gewesen wäre, überall im Texte und in den Figuren die Buchstaben B und P umzutauschen. Dies mußte aber jetzt unterlassen werden.

Mittels Gl. 3) kann δ_0 eliminiert werden. Es folgt:

$$\cot\theta_0' = \frac{k\cot\theta - \cos\zeta_0 \sin(\iota_0 - r_0)}{\cos(\iota_0 - r_0)} \qquad 6)$$

$$\left(\text{mit } k = \frac{\sin r_0}{\sin \iota_0} = \frac{n_0}{\omega}\right).$$

θ_0', also der Ort des Pols, ist abhängig von i und ζ.

Wenn man 6) differenziert, also P_0 nach einem anderen Punkte P (unendlich wenig von P_0 verschieden) verschiebt, findet man, wenn der Pol dieses Punktes B und $NB = \theta_1'$ ist:

$$\cot\theta_1' = \cot\theta_0' + di\,\frac{\sin(\iota_0 - r_0)\{k\cot\theta\sin(\iota_0 - r_0) - \cos\zeta\}}{\sin\iota_0\cos r_0\cos^2(\iota_0 - r_0)} + d\zeta\cdot\sin\zeta_0\,\mathrm{tg}(\iota_0 - r_0). \qquad 6')$$

Das (unendlich kleine) Polarisationsfeld ist nur dann homozentrisch, wenn:

$$\sin(\iota_0 - r_0)\{k\cot\theta\sin(\iota_0 - r_0) - \cos\zeta_0\} = 0,$$
$$\sin\zeta_0\,\mathrm{tg}(\iota_0 - r_0) = 0.$$

Hieraus scheint an erster Stelle zu folgen:

$$i_0 = r_0 = 0.$$

Da der Faktor von di, wie leicht ersichtlich, in diesem Falle nicht verschwindet, ist dieser Fall auszuschließen.

Zweitens wird den Bedingungen genügt durch:

$$\sin\zeta_0 = 0, \qquad k\cot\theta\sin(i_0 - r_0) - \cos\zeta_0 = 0;$$

woraus folgt:

$$\sin(i_0 - r_0) = \frac{\mathrm{tg}\,\theta}{k}.$$

Es existiert also ein reeller oder imaginärer Punkt, in welchem das Feld homozentrisch ist[1]). Obwohl es für diesen Punkt ganz strenge der Fall ist, können mehrere Punkte existieren, in welchen die Abweichungen von der Homozentrizität klein von höherer Ordnung sind.

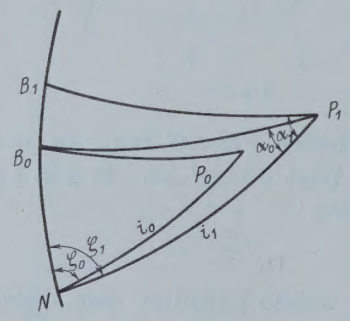


Fig. 7.

Sei in Fig. 7 P_0 die Mitte eines unendlich kleinen Feldes, P_1 ein beliebiger Punkt, B_0 der Pol von P_0, also näherungsweise Zentrum des Feldes, B_1 der Pol von P_1. Setzen wir $NB_0 = \theta_0'$, $NB_1 = \theta_1'$.

Es wird die Abweichung zwischen Näherung und Wirklichkeit gegeben durch $\Delta = \alpha_1 - \alpha_0$. Aus ΔNP_1B_0 folgt:

$$\cot\alpha_0 = \frac{\sin\iota_1\cot\theta_0' - \cos\iota_1\cos\zeta_1}{\sin\zeta_1}$$

und aus ΔNP_1B_1:

$$\cot\alpha_1 = \frac{\sin\iota_1\cot\theta_1' - \cos i_1\cos\zeta_1}{\sin\zeta_1}.$$

Hieraus findet man:

$$\mathrm{tg}\,\Delta = \frac{\cot\alpha_0 - \cot\alpha_1}{1 + \cot\alpha_0\cot\alpha_1} = \frac{\sin i_1(\cot\theta_0' - \cot\theta_1')}{\sin\zeta_1(1 + \cot\alpha_0\cot\alpha_1)}.$$

Sind $i_1 - i_0$ und $\zeta_1 - \zeta_0$ unendlich klein, dann ist wegen Gl. 6') $\cot\theta_1' - \cot\theta_0'$ unendlich klein, folglich auch $\alpha_1 - \alpha_0$.

---

[1]) Der Punkt ist reell für $\mathrm{tg}\,\theta < a\,k$ $(a = \sqrt{1 - k^2})$. Das homozentrische Feld ist selbstverständlich von unendlich kleiner Ausdehnung.

Mit genügender Annäherung ist:

$$\operatorname{tg} \Delta = \frac{\sin i_0 (\cot \theta_0' - \cot \theta_1')}{\sin \zeta_0 (1 + \cot^2 \alpha_0)}$$

oder:

$$\operatorname{tg} \Delta = \frac{\sin \zeta_0 \sin i_0 (\cot \theta_0' - \cot \theta_1')}{\sin^2 \zeta_0 + (\sin i_0 \cot \theta_0' - \cos \iota_0 \cos \zeta_0)^2}. \qquad 7)$$

Wir finden hier $\operatorname{tg} \Delta = 0$ für $\sin \zeta_0 = 0$.

Aus 6') folgt zunächst, daß $\cot \theta_1' - \cot \theta_0'$ in diesem Falle nur abhängt von di; das Feld also homozentrisch ist, wenn i nicht variiert wird. Nach Gl. 7) ist aber das Feld in diesem Falle immer homozentrisch. Hierzu genügt es, nachzuweisen, daß in der Umgebung von $\sin \zeta_0 = 0$, Δ klein ist von höherer Ordnung.

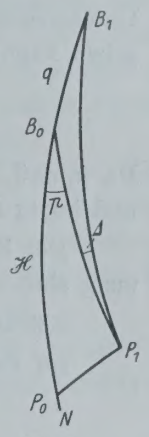


Fig. 8.

Setzen wir (Fig. 8) $B_0 B_1 = q$, also $q = \theta_1' - \theta_0'$ (q ist unendlich klein). Da $P_0 P_1$ unendlich klein ist und $P_0 B_0$ endlich, ist $p = \angle P_0 B_0 P_1$ im allgemeinen auch unendlich klein. Aus $\Delta P_1 B_0 B_1$ folgt:

$$\Delta = \frac{p q}{\sin P_1 B_1}.$$

Δ ist also wirklich unendlich klein von der zweiten Ordnung und deshalb zu vernachlässigen. Aus Fig. 8 ist weiter ersichtlich, daß p nicht unendlich klein ist bei sehr kleinem $P_0 B_0$.

Fragen wir nun, ob P_0 und B_0 zusammenfallen können. Dann ist $i_0 = \theta_0'$ und folgt aus Gl. 6) für $\zeta_0 = 0$:

$$\cot \theta_0' = \frac{k \cot \theta - \sin (i_0 - r_0)}{\cos (i_0 - r_0)}$$

oder:

$$\cos (i_0 - r_0) = \operatorname{tg} i_0 (k \cot \theta - \sin (i_0 - r_0)).$$

Eliminiert man r_0 mittels $\sin r_0 = k \sin i_0$, so folgt:

$$k \operatorname{tg} i_0 \cot \theta = \sqrt{1 + a^2 \operatorname{tg}^2 i_0} \qquad a^2 = 1 - k^2$$

oder:

$$\operatorname{tg} i_0 = \frac{\sin \theta}{\sqrt{k^2 - \sin^2 \theta}}.$$

Diese Beziehung gibt den singulären Punkt (I, 4).

Wir haben jetzt noch zu fragen, ob das Feld in der Nähe dieses Punktes homozentrisch ist.

Sei in Fig. 9 P_0 unendlich wenig von B_0 entfernt und B_1 der Pol im Punkte P_1. Aus den Formeln 6) und 6') folgt im Falle $\zeta_0 = 0$:

$$\cot \theta_0' = \frac{k \cot \theta - \sin (i_0 - r_0)}{\cos (i_0 - r_0)},$$

$$\cot \theta_1' = \cot \theta_0' + \Gamma di,$$

wo

$$\Gamma = \frac{\sin (i_0 - r_0) \{k \cot \theta \sin (i_0 - r_0) - 1\}}{\sin i_0 \cos r_0 \cos^2 (i_0 - r_0)}.$$

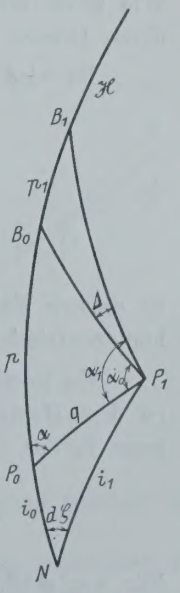


Fig. 9.

Setzen wir, wie in Fig. 9 angegeben, $\angle P_0 P_1 B_0 = \alpha_0$; $\angle P_0 P_1 B_1 = \alpha_1$; $P_0 P_1 = q$; $P_0 B_0 = p$; $B_0 B_1 = p_1$ und $\angle B_0 P_0 P_1 = \alpha$, so wird:

$$\cot\alpha_0 = \frac{\sin q \cot p - \cos q \cos\alpha}{\sin\alpha},$$

$$\cot\alpha_1 = \frac{\sin q \cot(p+p_1) - \cos q \cos\alpha}{\sin\alpha},$$

$$\operatorname{tg}\Delta = \frac{\sin\alpha \sin q \{\cot p - \cot(p+p_1)\}}{\sin^2\alpha + (\sin q \cot p - \cos q \cos\alpha)(\sin q \cot(p+p_1) - \cos q \cos\alpha)}.$$

Ebenso ist

$$\sin q = \frac{\sin i_0 \, d\zeta}{\sin\alpha} \quad \text{und} \quad \cot\alpha = \frac{1}{\sin\iota_0} \cdot \frac{di}{d\zeta} \quad (\Delta N P_0 P_1).$$

Untersuchen wir an erster Stelle den Zähler von $\operatorname{tg}\Delta$, dem man folgende Form geben kann:

$$\sin i_0 \, d\zeta \{\cot p - \cot(p+p_1)\} = \sin i_0 \, d\zeta \frac{p_1}{\sin p (\sin p + p_1 \cos p)}.$$

Da $p_1 = \theta_1' - \theta_0'$ unendlich klein ist, wird der Zähler klein von der zweiten Ordnung und ist $\operatorname{tg}\Delta$ zu vernachlässigen, wie oben gefunden.

Der Zähler hat aber einen endlichen Wert, wenn p und p_1 von gleicher Ordnung sind.

Betrachten wir jetzt die Nenner in der Formel für $\operatorname{tg}\Delta$.

Im Falle $p \gg p_1$ können wir für den Nenner schreiben:

$$\sin^2\alpha + (\sin q \cot p - \cos q \cos\alpha)^2.$$

Dieser Wert ist dann endlich; sind aber p und p_1 von gleicher Ordnung, so wird $\cot p$ sehr groß.

Wir können schreiben:

$$\sin^2\alpha + \sin q \cot p \cot(p+p_1) - \sin q \cos q \cot p \cos\alpha - \sin q \cos q \cos\alpha \cot(p+p_1) + \cos^2 q \cos^2\alpha.$$

Wie leicht ersichtlich, ist das Glied $\sin q \cot p \cot(p+p_1)$ sehr groß, und sind die anderen Glieder gegen dieses zu vernachlässigen.

Es wird dann

$$\operatorname{tg}\Delta = \frac{\sin i_0 \cdot d\zeta \cdot p_1}{p(p+p_1)} \cdot \frac{p(p+p_1)}{1 - p p_1} \cdot \frac{1}{\sin q} = p_1 \sin\alpha,$$

da

$$\cot p \cot(p+p_1) = \frac{1 - p p_1}{p(p+p_1)}.$$

In diesem Falle sind die Abweichungen von der Größe p und ist das Feld nicht homozentrisch.

Es kann also nur ein sehr kleines Polarisationsfeld, dessen Zentrum in der Hauptebene liegt, homozentrisch sein, ausgenommen, wenn das Zentrum in der Nähe des singulären Punktes liegt, also

$$\operatorname{tg} i = \frac{\sin\theta}{\sqrt{k^2 - \sin^2\theta}}.$$

Für $k < \sin\theta$, was bei gewöhnlichen Nicolschen Prismen immer zutrifft, sind alle kleine Polarisationsfelder mit dem Zentrum in der Hauptebene homozentrisch.

II.

1. Einleitung.

In diesem Kapitel betrachten wir das Feld zweier Prismen. Diese werden immer so benutzt, daß es sich um eine minimale Intensität handelt. Es sind also die Linien gleicher Intensität von Bedeutung.

Man beobachtet in diesem Falle einen schwarzen Streifen im Felde, an dessen Seiten die Intensität allmählich zunimmt[1]) (I, 1).

Es werden einige Eigentümlichkeiten dieses Streifens abgeleitet und auch, wenn nur kurz, die Linien mit einer Intensität > 0 betrachtet.

Geometrisch ist das Problem des L.-S.-Streifens in folgender Weise zu lösen. Man hat die Felder der beiden benutzten Prismen aufeinander zu superponieren. Die Punkte, in welchen die Polarisationslinien senkrecht aufeinander stehen, bilden den L.-S.-Streifen, und alle Punkte, wo sich die Polarisationslinien unter einem bestimmten Winkel schneiden, eine Linie gleicher Intensität. Verschiebungen und Formänderungen dieser Linien findet man sofort, indem man eines der beiden Felder dreht.

Analytisch kann man folgende Bedingung aufstellen: Die Strahlen, welche den schwarzen Streifen bilden, müssen beim Austritt aus dem ersten Nicol in einem Azimut polarisiert sein, welches uniradial ist in bezug auf die Strahlen, welche im zweiten Nicol ausgelöscht werden, während für eine Linie bestimmter Intensität dieses Azimut einen Winkel χ mit dem uniradialen Azimut im zweiten Nicol bilden muß.

Die allgemeinere Auffassung des Problems gibt also die Gleichung der „χ-Linien" und eine Andeutung für die Breite der Linie $\chi = 0$ (L.-S.-Streifen), welche zunimmt, wenn die χ-Linien weiter auseinander liegen.

2. Die Gleichung des Lippich-Sissinghschen Streifens.

In bezug auf die Bedeutung der benutzten Größen weise ich auf I, 2 hin. Die Indizes 1 und 2 beziehen sich auf den ersten und zweiten Nicol. Es werden zunächst noch einige Größen angegeben, welche die relative Laged er beiden Nicolschen Prismen gegeneinander bestimmen.

α = Winkel zwischen den Normalen der Endflächen der Prismen. (In jedem Prisma sind die Endflächen einander parallel.)

β und γ = die Winkel, welche die Fläche der beiden Normalen mit der Hauptebene des ersten bzw. des zweiten Prismas bilden[2]).

In Fig. 10 sind die Punkte wieder gefunden durch Projektion auf einer Einheitskugel. (Vgl. auch für die Bedeutung der Buchstaben Fig. 1.)

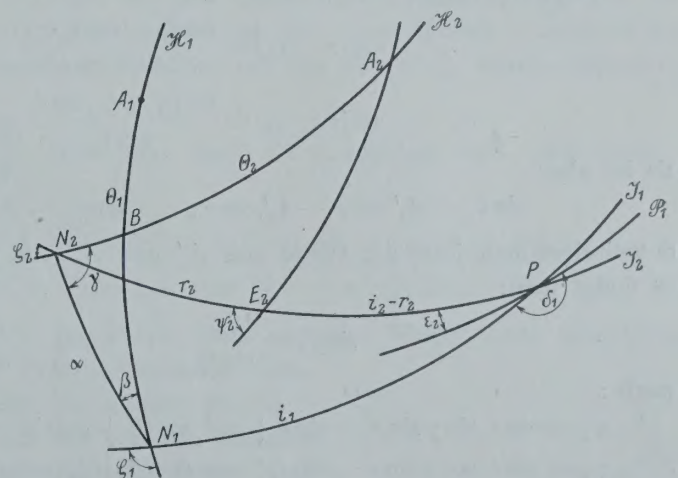


Fig. 10.

[1]) Im folgenden werde ich immer den Namen „Lippich-Sissinghschen Streifen" gebrauchen und abkürzen als L.-S.-Streifen.

[2]) Für gekreuzte Prismen ($\angle B = \pi/2$; Fig. 10) hat man $\cos\alpha = \cot\gamma \cot\beta$. Sonst sind die Winkel voneinander unabhängig.

P bestimmt den Lichtstrahl, welcher das erste Prisma unter dem Winkel i_1 trifft. Dieser tritt mit demselben Winkel aus diesem Prisma und fällt unter dem Winkel i_2 auf den zweiten Nicol. In bezug auf die Strahlen, welche den schwarzen Streifen bilden, soll ε_2 ein uniradiales Azimut sein für den ordentlichen Strahl, weil ein gewöhnlicher Nicol den außerordentlichen Strahl durchläßt.

Man hat (vgl. I, 2):

$$\operatorname{tg}\varepsilon_2 = \cos(i_2 - r_2)\operatorname{tg}\psi_2; \qquad \operatorname{tg}\psi_2 = -\frac{\sin\zeta_2}{\sin r_2 \cot\theta_2 - \cos r_2 \cos\zeta_2}.$$

Man kann alle Größen, welche sich auf den einen Nicol beziehen, z. B. i_2, r_2 und ζ_2 in den Größen i_1, r_1 und ζ_1 für den andern ausdrücken, nebst α, β, γ, θ_1 und θ_2. Auf diese Weise erhält man $\operatorname{tg}\varepsilon_2$ als eine Funktion von i_1 und ζ_1 (mit den gegebenen Größen α, β, γ, θ_1 und θ_2).

Man kann noch eine zweite Beziehung für ε_2 herleiten, n. l. als Funktion von δ_1 und $\angle N_1 P N_2$, welche gleichfalls in i_1 und ζ_1 ausgedrückt werden können. Die Elimination von ε_2 gibt die Gleichung des schwarzen Streifens; i_1 und ζ_1 sind die einzigen Veränderlichen.

Aus $\Delta N_1 P N_2$ ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned} \cos i_2 &= \cos\alpha\cos i_1 + \sin\alpha\sin i_1\cos(\beta+\zeta_1),\\ \sin i_2 &= \frac{\sin\alpha\sin(\beta+\zeta_1)}{\sin p_0},\\ \text{wobei:}\qquad & \\ p_0 &= \angle N_1 P N_2 = \pi + (\varepsilon_2 - \delta_1),\\ \cot p_0 &= \frac{\cot\alpha\sin i_1 - \cos\iota_1\cos(\beta+\zeta_1)}{\sin(\beta+\zeta_1)},\\ \cot(\gamma-\zeta_2) &= \frac{\cot i_1\sin\alpha - \cos\alpha\cos(\beta+\zeta_1)}{\sin(\beta+\zeta_1)}. \end{aligned}\right\} \qquad 1)$$

Berechnen wir jetzt $\sin\zeta_2$ und $\cos\zeta_2$ als Funktion von α, β, γ, i, ζ_1 und i_2.

$\Delta N_1 P N_2$ liefert:

$$\cos(\gamma-\zeta_2) = \frac{\cos i_1 - \cos i_2\cos\alpha}{\sin\iota_2\sin\alpha} = A_1',$$

$$\sin(\gamma-\zeta_2) = \frac{\sin(\beta+\zeta_2)\sin i_1}{\sin i_2} = A_2'.$$

Es ist also:

$$\sin\zeta_2 = A_1'\sin\gamma - A_2'\cos\gamma; \qquad \cos\zeta_2 = A_1'\cos\gamma + A_2'\sin\gamma.$$

Substituiert man jetzt die Werte von A_1' und A_2' und eliminiert $\cos i_2$ mittels Gl. 1), so findet man:

$$\sin\zeta_2 = \frac{\varphi_1}{\sin i_2}; \qquad \cos\zeta_2 = \frac{\varphi_2}{\sin i_2}.$$

worin:

$$\varphi_1 = \cos i_1\sin\gamma\sin\alpha - \sin i_1\{\cos\alpha\cos(\beta+\zeta_1)\sin\gamma + \sin(\beta+\zeta_1)\cos\gamma\},$$
$$\varphi_2 = \cos i_1\cos\gamma\sin\alpha - \sin i_1\{\cos\alpha\cos(\beta+\zeta_1)\cos\gamma - \sin(\beta+\zeta_1)\sin\gamma\}.$$

Berechnen wir jetzt $\operatorname{tg}\varepsilon_2$, indem man r_2 eliminiert mittels $\sin r_2 = k\sin i_2$. Wir finden:

$$\operatorname{tg}\varepsilon_2 = -\frac{\varphi_1\{\cos i_2\sqrt{a^2 + k^2\cos^2 i_2} + k(1-\cos^2 i_2)\}}{k\cot\theta_2(1-\cos^2 i_2) - \varphi_2\sqrt{a^2 + k^2\cos^2 i_2}}. \quad [1]) \qquad 2)$$

[1]) Es wird angenommen, daß k für beide Prismen dieselben Werte hat.

In dieser Formel kann man noch mittels Gl. 1) $\cos i_2$ eliminieren, so daß $\operatorname{tg}\varepsilon_2$ als Funktion von α, β, γ, i_1, ζ_1 und θ_2 erhalten wird.

Noch auf andere Weise kann man $\operatorname{tg}\varepsilon_2$ berechnen.

Nach Gl. 1) ist:

$$\cot p_0 = \frac{\cos\alpha \sin i_1 - \sin\alpha \cos\iota_1 \cos(\beta+\zeta_1)}{\sin\alpha \sin(\beta+\zeta_1)},$$

wobei

$$p_0 = \pi + (\varepsilon_2 - \delta_1),$$

so daß:

$$\operatorname{tg}\varepsilon_2 = \frac{\cot\delta_1 + \cot p_0}{\cot\delta_1 \cot p_0 - 1}. \qquad 2')$$

Früher haben wir gefunden (I, 2, Gl. 3)):

$$\cot\delta_1 = \cos(i_1 - r_1)\frac{\sin\zeta_1}{\sin r_1 \cot\theta_1 - \cos r_1 \cos\zeta_1}.$$

Die Elimination von p_0 liefert:

$$\operatorname{tg}\varepsilon_2 = \frac{Z}{N}, \qquad 3)$$

wo:

$$Z = \cos(i_1 - r_1)\sin\zeta_1 \sin(\beta+\zeta_1) + \{\cot\alpha \sin i_1 - \cos i_1 \cos(\beta+\zeta_1)\}\{\sin r_1 \cot\theta_1 - \cos r_1 \cos\zeta_1\},$$

$$N = \cos(i_1 - r_1)\sin\zeta_1 \{\cot\alpha \sin i_1 - \cos i_1 \cos(\beta+\zeta_1)\} - \sin(\beta+\zeta_1)\{\sin r_1 \cot\theta_1 - \cos r_1 \cos\zeta_1\}.$$

Aus Gl. 2) und Gl. 3) resultiert:

$$k(1-\cos^2 i_2)\{Z\cot\theta_2 + N\varphi_1\} = \{Z\varphi_2 - N\varphi_1\cos i_2\}\sqrt{a^2 + k^2\cos^2 i_2}. \qquad 4)$$

Diese Gl. 4) ist, falls $\cos i_2$ mittels Gl. 1) eliminiert wird, die Gleichung des L.-S.-Streifens, in welchen i_1 und ζ_1 die einzigen Veränderlichen sind.

3. χ-Linien und singuläre Punkte.

Bei der Ableitung der χ-Linien aus den Gleichungen 2) und 3) hat man zu bedenken, daß die Werte von ε_2 in 2) und 3) sich um einen Winkel χ voneinander unterscheiden. Die Polarisationsebene P_1 bildet mit der Ebene P_2, dessen Azimut ε_2 ist, einen Winkel χ.

Also ist: $\operatorname{tg}(\varepsilon_2 + \chi) = \frac{Z}{N}$, wobei $\operatorname{tg}\varepsilon_2$ durch Gl. 2) geliefert wird. (Fig. 10a.)

Wir finden:

$$\{Z\varphi_2 - N\varphi_1\cos\iota_2\}\sqrt{a^2 + k^2\cos^2\iota_2} - k(1-\cos^2\iota_2)\{Z\cot\theta_2 + N\varphi_1\}$$
$$= \operatorname{tg}\chi\{Z\varphi_1\cos\iota_2 + N\varphi_2\}\cdot\sqrt{a^2 + k^2\cos^2\iota_2} + \operatorname{tg}\chi\cdot k(1-\cos^2\iota_2)\{Z\varphi_1 - N\cot\theta_2\}. \qquad 5)$$

Im ersten Kapitel fanden wir im Felde eines einzigen Nicols einen singulären Punkt, wo die Richtung der Polarisationslinien unbestimmt war. Es ist klar, daß in diesem Punkte χ alle Werte haben kann, so daß alle χ-Linien einander in diesem Punkte schneiden oder berühren müssen. Auch im Felde des zweiten Nicols kann ein singulärer Punkt vorkommen.

Wir beweisen jetzt, daß im Felde zweier Nicolscher Prismen nur zwei singuläre Punkte vorkommen, wie zu erwarten.

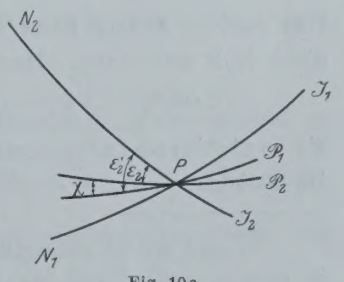


Fig. 10a.

Zwei χ-Linien können einander nur schneiden, falls der Faktor von $\operatorname{tg}\chi$ Null ist. Aus Gl. 5) folgen also die Bedingungen:

$$\left.\begin{aligned}\{Z\varphi_2 - N\varphi_1\cos\iota_2\}\sqrt{a^2+k^2\cos^2\iota_2} - \{Z\cot\theta_2 + N\varphi_1\}k(1-\cos^2\iota_2) &= 0\\ \{Z\varphi_1\cos\iota_2 - N\varphi_1\}\sqrt{a^2+k^2\cos^2\iota_2} + \{Z\varphi_1 - N\cot\theta_2\}k(1-\cos^2\iota_2) &= 0\end{aligned}\right\} \quad 6)$$

Durch Elimination von $\sqrt{a^2+k^2\cos^2 i_2}$ erhält man:

$$\varphi_1\{Z^2+N^2\}\{\cos i_2\cot\theta_2+\varphi_2\} = 0. \quad 6')$$

Aus beiden Gl. 6) und 6′) folgt:

a) $\varphi_1 = 0$ mit $Z\varphi_2\sqrt{a^2+k^2\cos^2 i_2} - k(1-\cos^2 i_2)Z\cot\theta_2 = 0$

oder $N\varphi_2\sqrt{a^2+k^2\cos^2 i_2} - k(1-\cos^2 i_2)N\cot\theta_2 = 0.$

Hieraus folgt:

$$\varphi_1 = 0 \quad \text{und} \quad \varphi_2\sqrt{a^2+k^2\cos_1 i_2} - k(1-\cos^2 i_2)\cot\theta_2 = 0.$$

Da für $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = \pm\sin i_2$ (2), finden wir:

$$\varphi_1 = 0 \quad \text{und} \quad \{\sqrt{a^2+k^2\cos_1 i_2} \pm k\sin i_2\cot\theta_2\} = 0. \quad [1])$$

Da in der letzten Beziehung beide Glieder positiv sind, ist nur das $-$-Zeichen zu benutzen.

Also ist:

$$\operatorname{tg} r_2 = \operatorname{tg}\theta_2 \text{ (wegen } \sin r_2 = k\sin i_2) \quad \text{oder} \quad \operatorname{tg} i_2 = \frac{\sin\theta_2}{\sqrt{k^2-\sin^2\theta_2}}.$$

Dies ist also der singuläre Punkt des zweiten Nicols.

b) $$Z = N = 0.$$

Nach Gl. 3) können noch folgende Fälle auftreten:

b_1) $\sin\zeta_1 = 0$ mit $\sin r_1\cot\theta_1 - \cos r_1\cos\zeta_1 = 0.$

Hieraus erhält man:

$$\operatorname{tg} i_1 = \frac{\sin\theta_1}{\sqrt{k^2-\sin^2\theta_1}},$$

also der singuläre Punkt des ersten Nicols.

b_2) $\sin(\zeta_1+\beta) = 0$ und $\cot\alpha\sin i_1 - \cos i_1\cos(\beta+\zeta_1) = 0.$

Hieraus folgt (Fig. 10) der Punkt N_2, der auszuschließen ist (also wieder $\sin i_2 = 0$)[1]).

c) $$\cos i_2\cot\theta_2 + \varphi_2 = 0.$$

In Verbindung mit Gl. 6) φ_2 eliminierend, hat man:

$$\{Z\cot\theta_2 + N\varphi_1\}\{\cos i_2\sqrt{a^2+k^2\cos^2 i_2} + k(1-\cos^2 i_2)\} = 0.$$
$$\{Z\varphi_1 - N\cot\theta_2\}\{\cos i_2\sqrt{a^2+k^2\cos^2 i_2} + k(1-\cos^2 i_2)\} = 0.$$

Den zweiten Faktor kann man umformen in $\cos(i_2 - r_2) = 0$, woraus erhellt, daß er nicht Null sein kann. Man hat also nur die Bedingungen:

$$Z\cot\theta_2 + N\varphi_1 = 0 \quad \text{und} \quad Z\varphi_1 - N\cot\theta_2 = 0, \quad \text{also} \quad Z = N = 0.$$

Es existieren also nur zwei reelle oder imaginäre singuläre Punkte im Felde.

---

[1]) $\sin i_2 = 0$ ist anzuschließen, weil in diesem Falle Gl. 2) nicht benutzt werden darf. Dann ist auch $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$ und $\operatorname{tg}\varepsilon_2$ unbestimmt. Es soll aber sein $\operatorname{tg}\varepsilon_2 = \operatorname{tg}\zeta_2$.

4. Die Bewegung des L.-S.-Streifens bei Drehung der Prismen.

Aus den Formeln für $\operatorname{tg}\varepsilon$ und $\operatorname{tg}\psi$ (I, 2) folgt:

$$\operatorname{tg}\varepsilon_2 = -\frac{\cos(i_2 - r_2)\sin\zeta_2}{\sin r_2 \cot\theta_2 - \cos r_2 \cos\zeta_2} \quad ^1) \qquad 2'')$$

während Gl. 3) (2) gibt:

$$\operatorname{tg}\varepsilon_2 = \frac{Z}{N}.$$

Hierin sind Z und N Funktionen von i, r, ζ_1, α, β und θ_1.

Es befinde sich das Drehungszentrum im Punkte N_2 (Fig. 10).

Aus 2'') und 3) leitet man folgende Gleichung für den L.-S.-Streifen ab:

$$-N\cos(i_2 - r_2)\sin\zeta_2 = Z\sin r_2 \cot\theta_2 - Z\cos r_2\cos\zeta_2. \qquad 4')$$

Dreht man den zweiten Nicol um N_2, so ändert sich nur ζ_2.

Denken wir jetzt einen Punkt im Feld, durch den der L.-S.-Streifen geht und berechnen wir dann den Drehungswinkel eines der beiden Prismen, der nötig ist, damit der Streifen wieder durch denselben Punkt bestimmt durch i_2, r_2, i_1, r_1 usw. hindurchgeht.

Schreiben wir Gl. 4') in der Form:

$$p_1\sin\zeta_2 + p_2\cos\zeta_2 + c_1 = 0,$$

in welcher:

$$p_1 = -N\cos(i_2 - r_2); \qquad p_2 = Z\cos r_2; \qquad c_1 = -Z\sin r_2\cot\theta_2.$$

Berechnet man hieraus ζ_2, dann ist:

$$\sin\zeta_2 = \frac{-c_1 p_2 \pm p_1\sqrt{p_1^2 + p_2^2 - c_1^2}}{p_1^2 + p_2^2}; \qquad \cos\zeta_2 = \frac{-c_1 p_1 \mp p_2\sqrt{p_1^2 + p_2^2 - c_1^2}}{p_1^2 + p_2^2};$$

$$\operatorname{tg}\zeta_2 = \frac{p_1 p_2 \mp c_1\sqrt{p_1^2 + p_2^2 - c_1^2}}{c_1^2 - p_2^2}.$$

Es muß also $p_1^2 + p_2^2 - c_1^2 > 0$ sein, und es existieren Feldteile, in welchen der L.-S.-Schleifen nicht auftreten kann. $p_1^2 + p_2^2 - c_1^2 = 0$ gibt die Grenze des Feldes, worin der Streifen vorkommen kann[2]).

Damit die Drehung des Nicols gleich π sei, muß $c_1 = 0$ sein, wie aus den Formeln für ζ_2 sofort ersichtlich ist.

Diese Bedingung gibt $\sin r_2 = 0$, oder $\cot\theta_2 = 0$, oder $Z = 0$.

Aus der ersten Bedingung folgt der Punkt N_2; im Falle des zweiten, $\theta_2 = \pi/2$, ist für alle Punkte im Felde die Drehung π, während die dritte Bedingung eine Kurve gibt, für deren Punkte die Rotation π ist[3]).

Für alle anderen Feldpunkte ist die Drehung $\neq \pi$.

Im vorhergehenden ist eine besondere Lage des Drehungszentrums angenommen. Im folgenden wird nachgewiesen, daß die Rotation im Drehungszentrum immer gleich π sein soll.

---

[1]) Diese Gleichung folgt auch aus den ersten Formeln des Abschnitt 2, ist also identisch mit Gl. 2) da diese aus den genannten Formeln abgeleitet wird.

[2]) In einer ausführlicheren Arbeit, *Arch. Néerl. Ser. IIIA, VIII. S. 45 u. f.*, habe ich gezeigt, daß diese Grenze reell sein kann.

[3]) Für nähere Einzelheiten dieser Kurven sei auf meine ausführlichere Arbeit *Arch. Neerl.* ***VIII.*** S. 52 u. f. hingewiesen.

Die Gleichungen 2′) und 2″) geben folgende Beziehung für den L.-S.-Streifen:

$$-\frac{\cos(i_2 - r_2)\sin\zeta_2}{\sin r_2 \cot\theta_2 - \cos r_2 \cos\zeta_2} = \frac{\cot\delta_1 + \cot p_0}{\cot\delta_1 \cot p_0 - 1}. \qquad 4'')$$

Dreht man den zweiten Nicol um einen Punkt P (Fig. 10), so bleiben i_2, r_2, ζ_2 und δ_1 ungeändert und folgt aus Gl. 4″): $\cot p_0 =$ constant. Man findet also zwei Werte, die um einen Betrag π voneinander unterschieden sind.

Dieses Resultat ist von großer Bedeutung. Beim Gebrauche Nicolscher Prismen wählt man immer ein Feld senkrecht zur Drehungsachse. Bei genauer Orientierung soll die Drehung, damit der Streifen wieder durch denselben Punkt geht, gleich π sein. Dasselbe gilt für eine Drehung des ersten Prismas.

5. Gekreuzte Nicolsche Prismen.

An erster Stelle suchen wir die Punkte der Hauptebene des ersten Nicols, in welchen bei gekreuzten Prismen der L.-S.-Streifen erscheint.

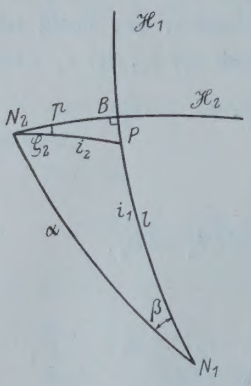


Fig. 11.

Es sei jetzt $\zeta_1 = 0$. Dann liefern die Gleichungen, II, 2:

$$\frac{\cos(i_2 - r_2)\sin\zeta_2}{\sin r_2 \cot\theta_2 - \cos r_2 \cos\zeta_2} = \frac{\cot\alpha \sin i_1 - \cos i_1 \cos\beta}{\sin\beta}, \qquad 4''')$$

aus welchen man die gesuchten Punkte erhält. Mittels Fig. 11 führen wir zwei neue Größen p und l ein ($N_2B = p$, $N_1B = l$), in welcher α und β auszudrücken sind ($\angle B = \pi/2$). (Fig. 11.)

Es sei P ein Punkt auf H_1, so hat man:

$$\cos\beta = \cot\alpha \operatorname{tg} l; \quad \sin(l - i_1) = \sin i_2 \sin\zeta_2.$$

Gl. 4‴) kann man jetzt folgende Form geben:

$$\sin\zeta_2 \cdot \frac{\cos(i_2 - r_2)}{\sin r_2 \cot\theta_2 - \cos r_2 \cos\zeta_2} = -\sin\zeta_2 \frac{\cot\alpha \sin i_2}{\cos l \sin\beta}.$$

Hieraus finden wir $\sin\zeta_2 = 0$. Der Punkt B ist also ein Punkt des L.-S.-Streifens. Es bleibt noch übrig:

$$\cos l \sin\beta \cos(i_2 - r_2) = -\cot\alpha \sin i_2 \sin r_2 \cot\theta_2 + \cot\alpha \sin i_2 \cos r_2 \cos\zeta_2. \qquad 7)$$

Aus der Fig. 11 lassen sich noch folgende Beziehungen ableiten:

$$\cos\zeta_2 = \cot i_2 \operatorname{tg} p; \quad \sin l = \cot\beta \operatorname{tg} p.$$

Indem man $\operatorname{tg} p$ eliminiert, so folgt:

$$\sin i_2 \cos\zeta_2 = \cos i_2 \sin l \operatorname{tg}\beta.$$

Jetzt kann man Gl. 7) umformen in:

$$\sin i_2 \sin r_2 \{\cos l \sin\beta + \cot\alpha \cot\theta_2\} = 0.$$

Ist $\beta \neq 0$; so kann dieser Gleichung im allgemeinen nicht genügt werden, so daß für gekreuzte Prismen der L.-S.-Streifen nur im Punkte B (Fig. 11) erscheint.

Es kann aber der Fall eintreten, daß $\cos l \sin\beta + \cot\alpha \cot\theta_2 = 0$ oder, da $\cot\alpha = \cos\beta \cot l$:

$$\cos l \sin\beta + \cos\beta \cot l \cot\theta_2 = 0.$$

Indem wir den Fall $l = \pi/2$ ausschließen[1]), so folgt $\cot\beta = -\sin l \operatorname{tg}\theta_2$.

Da β und l voneinander unabhängig sind, kann man hieraus die Punkte N_2 (Fig. 11) berechnen, welche dieser Gleichung genügen.

[1]) Vgl. die Bemerkung weiter unten am Schluß des Abschnitts 7.

In diesem Falle hat man:

Bei gekreuzten Prismen und unter der Bedingung $\cot\beta = -\sin l \operatorname{tg}\theta_2$ fällt der L.-S.-Streifen mit der Hauptebene des ersten Nicols zusammen.

6. Über die Lage des L.-S.-Streifens im Punkte B.

Zu dem gleichen Ergebnisse als in II. § 5 kommt man auch durch die Betrachtungen in Kap. I.

Die Bedingung $\cot\beta = -\sin l \operatorname{tg}\theta_2$ läßt sich mittels der Gleichung:

$$\sin l = \cot\beta \operatorname{tg} p \quad \text{(Fig. 11)}$$

auch schreiben:

$$\operatorname{tg} p = -\cot\theta_2 .$$

Im Falle $\operatorname{tg} i = -\cot\theta$ stehen die Polarisationslinien senkrecht zur Hauptebene (I, 4). (Vgl. auch Fig. 5; die Linie $C = 0$ $\perp$ zur Ξ-Ebene.) Das gleiche findet statt beim ersten Nicol, falls $\operatorname{tg} l = -\cot\theta_1$.

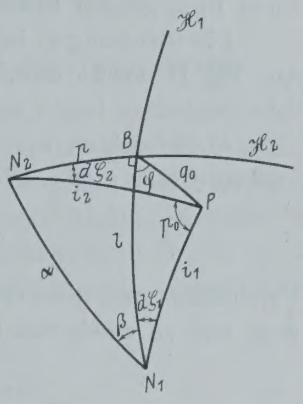


Fig. 12.

Wir berechnen jetzt die Lage des L.-S.-Streifens im Punkte B. Es sei P ein Punkt des L.-S.-Streifens in der unmittelbaren Nähe von B (Fig. 12).

Der Winkel φ bestimmt die Tangente des Streifens im Punkte B. Nehmen wir an, daß i_1 und i_2 sich sehr wenig unterscheiden von l bzw. p und führen wir die Größen p_0 und q_0 ein, deren Bedeutung aus Fig. 12 ersichtlich ist.

Geht man aus von der Gleichung (4″) (4) und setzt man $\sin\zeta_2 = d\zeta_2$, $\cos\zeta_2 = 1$, dann ist:

$$-\frac{\cos(i_2 - r_2)\, d\zeta_2}{\sin r_2 \cot\theta_2 - \cos r_2} = \frac{\cot\delta_1 + \cot p_0}{\cot\delta_1 \cot p_0 - 1} .$$

Weiter können im Falle $\sin\zeta_1 = d\zeta_1$ und $\cos\zeta_1 = 1$ die Gleichungen 3) (I, 2) und 1) (II, 2) geschrieben werden:

$$\cot\delta_1 = \frac{\cos(i_1 - r_1)\, d\zeta_1}{\sin r_1 \cot\theta_1 - \cos r_1}; \qquad \cot p_0 = \frac{\cot\alpha \sin i_1 - \cos\iota_1 \cos\beta + \cos i_1 \sin\beta\, d\zeta_1}{\sin\beta + \cos\beta\, d\zeta_1} .$$

Mittels der Formeln $\cos\beta = \cot\alpha \operatorname{tg} l$ ($\Delta N_1 N_2 B$) und $\sin(l - i_1) = \sin i_1 \cot\varphi\, d\zeta_1$ ($\Delta N_1 P B$) kann man letztere Beziehung die Form geben:

$$\cot p_0 = \{\cot p \sin i_1 \cot\varphi + \cos i_1\}\, d\zeta_1 .$$

Da jetzt in allen Gliedern der Gleichung, welche den L.-S.-Streifen bestimmt, $d\zeta$ als Faktor auftritt, können i_1 und i_2, die sich nur wenig von l und p unterscheiden, durch diese Größen ersetzt werden. Anstatt r_1 und r_2 führen wir die Größen m bzw. q ein, bestimmt durch:

$$\sin m = k \sin l \qquad \text{und} \qquad \sin q = k \sin p .$$

(k ist der relative Brechungsindex, I, 2.)

Aus der Figur ist abzuleiten

$$\sin q_0 = \frac{\sin l\, d\zeta_1}{\sin\varphi} = \frac{\sin p\, d\zeta_2}{\cos\varphi}, \qquad \text{also:} \qquad d\zeta_2 = \frac{\sin l}{\sin p} \cot\varphi\, d\zeta_1 .$$

Die obenstehende Gleichung des L.-S.-Streifens (in der Nähe von B) wird jetzt, nach Division durch $d\zeta_1$:

$$\sin l \cot\varphi \left\{\cot p - \frac{\cos(p-q)}{\sin p(\sin q \cot\theta_2 - \cos q)}\right\} = \frac{\sin m\{\sin l + \cos l \cot\theta_1\}}{\sin m \cot\theta_1 - \cos m}.$$

Hieraus leitet man ab:

$$\cot\varphi = \frac{(1+\cot l \cot\theta_1)(\cot\theta_2 - \cot q)}{(1+\cot p \cot\theta_2)(\cot\theta_1 - \cot m)}. \qquad 8)$$

Die im Anfang dieses Paragraphen angegebenen Bedingungen, $\operatorname{tg} l = -\cot\theta_1$ bzw. $\operatorname{tg} p = -\cot\theta_2$, führen zu $\varphi = \pi/2$, bzw. $\varphi = 0$.

Dieselben Werte für φ erhält man auch im Falle:

$$\cot q = \cot\theta_2 \quad \text{oder} \quad \cot m = \cot\theta_1$$

oder, wenn man wieder r_2 und r_1 einführt:

$$\operatorname{tg} r_2 = \operatorname{tg}\theta_2 \quad \text{oder} \quad \operatorname{tg} r_1 = \operatorname{tg}\theta_1.$$

Diese Bedingungen liefern die singulären Punkte, welche dann in B fallen.

Die Gleichung 8) ist nicht zu benutzen, wenn p und q, oder l und m verschwinden. Aus Fig. 11 ersieht man, daß in diesem Falle N_1 in H_2 oder N_2 in H_1 liegt. Diese Schwierigkeiten lassen sich durch einen Grenzübergang umgehen.

a) Betrachten wir zuerst den Fall $p = q = 0$, welcher sogleich folgt aus $\cot p$ und $\cot q$ sehr groß. Gl. 8) erhält dann die Form:

$$\cot\varphi = -\frac{\cot q(1+\cot l \cot\theta_1)}{\cot p \cot\theta_2(\cot\theta_1 - \cot m)}.$$

Vereinfacht man diese Gleichung mittels $\sin q = k \sin p$ und führt man den Grenzübergang aus, so erhält man:

$$\cot\varphi = -\frac{1+\cot l \cot\theta_1}{k \cot\theta_2(\cot\theta_1 - \cot m)}.$$

b) Es sei jetzt $l = m = 0$. In gleicher Weise findet man:

$$\cot\varphi = -\frac{k \cot\theta_1(\cot\theta_2 - \cot q)}{1+\cot p \cot\theta_2}.$$

c) Falls $p = q = l = m = 0$, bekommt man durch einen neuen Grenzübergang:

$$\cot\varphi = \frac{\cot\theta_1}{\cot\theta_2}.$$

In diesem Falle liegen die Punkte N_1 und N_2 in B.

7. Zerspaltung des L.-S.-Streifens in zwei Linien.

Zum Schluß müssen wir, in Beziehung auf Gl. 8), den Fall betrachten, daß sowohl $1+\cot l \cot\theta_1 = 0$ als $1+\cot p \cot\theta_2 = 0$. Hier ist $\cot\varphi$ völlig unbestimmt. Die Lage des L.-S.-Streifens muß jetzt auf andere Weise bestimmt werden. Die obenstehenden Bedingungen geben die Lage der Polarisationslinien $C = 0$ (I, 5, Fig. 5), welche dann durch den Punkt B gehen.

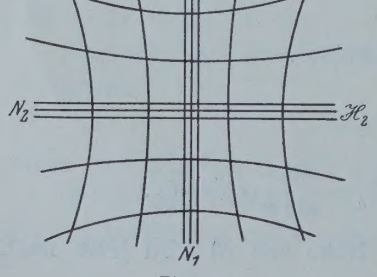


Fig. 13.

Zeichnet man jetzt die Polarisationslinien im Felde zweier gekreuzter Nicolscher Prismen in der Nähe von $C = 0$, so erhellt sofort, daß der L.-S.-Streifen dann aus zwei senkrechten Linien besteht (Fig. 13).

Diese Entartung des L.-S.-Streifens hat auch Berek (I, 1) gefunden im Falle $\theta_1 = \theta_2 = \pi/2$. Dieser Fall läßt sich auch sofort aus der Gleichung $\cot\varphi = \frac{\cot\theta_1}{\cot\theta_2}$ (6, Schluß) ableiten.

Um mehrere Einzelheiten des L.-S.-Streifens zu finden, braucht man nur die nächste Umgebung von B zu betrachten, weil die Nicolschen Prismen fast immer so konstruiert sind, daß die Hauptebene der Achse des Strahlenbündels parallel ist. Es liegt also der Schnittpunkt der beiden Hauptebenen in der Mitte des Feldes.

Bemerkung. Oben (II, 5, vgl. auch Note 1 dazu) ist die Bedingung $l = \pi/2$ ausgeschlossen. Die Berechtigung dazu wird bestätigt durch die späteren Betrachtungen, welche nie zu dieser Beziehung führen.

Es ist noch folgendes anzuführen: Die Formeln eines rechtwinkeligen sphärischen Dreiecks können nicht richtig ausfallen, wenn eine Seite gleich $\pi/2$ ist.

8. Das Feld in der Nähe des Durchschnittes der beiden Hauptebenen.

Betrachten wir das Feld in der Umgebung des Punktes B.

Bei gekreuzter Lage der Nicolschen Prismen geht der L.-S.-Streifen durch B. Nach einer Drehung eines der Prismen um π geht der Streifen wieder durch B. Formel 8) (II, 6) gibt die Richtung des Streifens in diesem Punkte. Erteilen wir jetzt der Hauptebene eines der Prismen eine Drehung π, dann gibt Gl. 8) (II, 6) die neue Lage des Streifens, falls wir annehmen: $\beta < 0$ und auch p sowie q negativ sind. In beiden Fällen ist:

$$\cot\varphi_1 = \frac{(1 + \cot l \cot\theta_1)(\cot\theta_2 - \cot q)}{(1 + \cot p \cot\theta_2)(\cot\theta_2 - \cot m)}, \qquad 8')$$

$$\cot\varphi_2 = \frac{(1 + \cot l \cot\theta_1)(\cot\theta_2 + \cot q)}{(1 - \cot p \cot\theta_2)(\cot\theta_2 - \cot m)}. \qquad 8'')$$

Wir berechnen jetzt die Breite des Streifens im Punkte B mittels der Gleichung der χ-Linien (II, 3) und erteilen χ den kleinen Wert χ_m, gleich der kleinsten, noch zu beobachtenden Intensität. Setzen wir in Gl. 6) (II, 3) $\zeta_1 = 0$, um den Schnittpunkt mit der Hauptebene des ersten Nicols zu bestimmen, dann ist:

$$(\sin p \operatorname{tg}\varepsilon_2 - \cos p \sin\iota_2 \sin\zeta_2) = -\chi_m(\cos p \sin\iota_2 \sin\zeta_2 \operatorname{tg}\varepsilon_2 + \sin p).$$

Da der Schnittpunkt in der Nähe von B liegt, also $\sin\zeta_2$ sehr klein ist und ebenso $\operatorname{tg}\varepsilon_2$, kann das Glied $\sin\iota_2 \cos p \sin\zeta_2 \operatorname{tg}\varepsilon_2$ vernachlässigt werden. Dann wird mittels Gleichung 2'') (II, 4):

$$\sin\zeta_2 \left\{ \frac{\cos(i_2 - r_2)\sin p}{\sin r_2 \cot\theta_2 - \cos r_2} + \cos p \sin\iota_2 \right\} = \chi_m \sin p.$$

Da auch $\sin\zeta_2$ sehr klein ist, es ist auch $\cos\zeta_2 = 1$ gesetzt, sind i_2 und r_2 wieder durch p und q zu ersetzen (II, 6), wobei man erhält:

$$\sin p \, d\zeta_2 \cdot \frac{1 + \cot p \cot\theta_2}{\cot\theta_2 - \cot q} = \chi_m.$$

Setzt man $\sin p \, d\zeta_2 = x_1$ (Fig. 14), so ist:

$$x_1 = \chi_m \cdot \frac{\cot\theta_2 - \cot q}{1 + \cot p \cot\theta_2}. \qquad 9\,a)$$

In gleicher Weise berechnet man den Schnittpunkt mit der Hauptebene H_2:

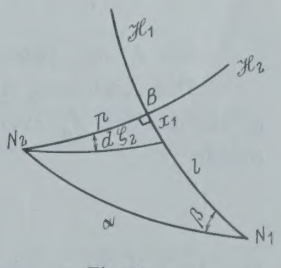


Fig. 14.

$$x_2 = \chi_m \frac{\cot\theta_1 - \cot m}{1 + \cot l \cot\theta_1}.$$

Es ist leicht ersichtlich, daß die χ_m-Linien dem L.-S.-Streifen parallel sind. Zeichnet man jetzt die Linien $-\chi_m$ und $+\chi_m$ (Fig. 15) und berechnet $B_1 B_2$, so ist das Resultat:

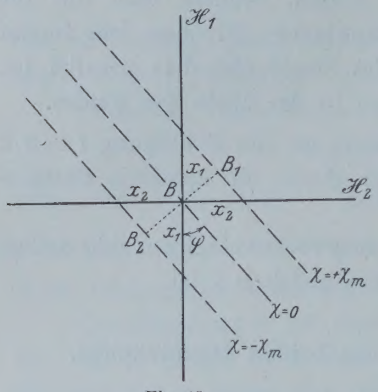


Fig. 15.

$$B_1 B_2 = 2\,B B_1 = 2\,x_1 \sin\varphi = 2\,x_1 \cdot \frac{1}{1 + \cot^2\varphi}.$$

Setzt man

$$\frac{\cot\theta_2 - \cot q}{1 + \cot p \cot\theta_2} = A_2; \qquad \frac{\cot\theta_1 - \cot m}{1 + \cot l \cot\theta_1} = A_2,$$

so ist:

$$B_1 B_2 = \frac{2\,\chi_m A_1 A_2}{\sqrt{A_1^2 + A_2^2}}.$$

Die Breite ist Null, falls A_1 oder A_2 gleich Null ist. Hieraus findet man $\cot q = \cot\theta_2$ oder $\cot m = \cot\theta_1$. Es fällt also der Punkt B mit einem der beiden singulären Punkte zusammen.

Ist $A_1 = \infty$, bzw. $A_2 = \infty$, so wird die Breite gegeben durch $B_1 B_2 = 2\,\chi_m A_2$ bzw. $B_1 B_2 = 2\,\chi_m A_2$.

In diesem Falle ist $1 + \cot l \cot\theta_1 = 0$ oder $1 + \cot p \cot\theta_2 = 0$ und fällt der L.-S.-Streifen mit einer Hauptebene zusammen.

Im Falle $A_1 = A_2 = \infty$ teilt sich der L.-S.-Streifen in zwei Linien, die mit den Hauptebenen zusammenfallen. Die Breite $B_1 B_2$ ist dann unbestimmt und ist die Berechnung für die χ-Linien nicht gültig, da die Linien die Hauptebenen nicht schneiden können.

9. Die Beweglichkeit des L.-S.-Streifens.

Als Maß für die Beweglichkeit wird angenommen, der Drehungswinkel der Hauptebene des zweiten Nicols, nach welchem die χ_m-Linie durch B geht. Wir benutzen die Gl. 6) (II, 3) der χ-Linien und setzen $\zeta_1 = \zeta_2 = 0$, während $\chi = \pm\chi_m$. Man findet:

$$\cos\alpha \sin i_1 - \sin\alpha \cos i_1 \cos\beta = \mp \sin\alpha \cdot \sin\beta \cdot \chi_m. \quad 11)$$

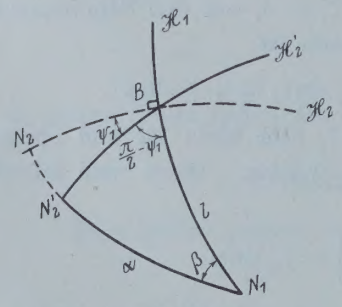


Fig. 16.

In Fig. 16 ist ψ_1 der Drehungswinkel, nach welchem die Linie $\pm\chi_m$ mit B zuzammenfällt. Aus $\Delta N_1 N_2 B$ erhält man:

$$\cos\alpha \sin l - \sin\alpha \cos l \cos\beta = \sin\alpha \sin\beta \operatorname{tg}\psi_1.$$

In Verbindung mit Gl. 11), in welcher i_1 durch l ersetzt wird, gilt: $\operatorname{tg}\psi_1 = \mp\chi_m$ oder da ψ_1 auch sehr klein ist:

$$\psi_1 = \mp\chi_m.$$

Sei J_0 die Intensität des einfallenden Lichtbündels, dann ist: $J_m = J_0 \sin^2\chi_m$.

Die Änderung der Intensität durch Reflexion oder Absorption wird außer Acht gelassen oder J_0 eventuell dafür korrigiert. Die Beweglichkeit wird also bestimmt durch:

$$\psi_1 = \mp\sqrt{\frac{J_m}{J_0}}.$$

Die Beweglichkeit nimmt also proportional $\sqrt{J_0}$ zu.

Definiert man die Beweglichkeit auf oben angegebener Weise, dann spielt die Breite des L.-S.-Streifens gar keine Rolle.

Es soll aber dabei folgendes bemerkt werden. Nachdem man den zweiten Nicol um einen Winkel ψ_1 gedreht hat, ist der L.-S.-Streifen um seine halbe Breite verschoben. Der oben gegebenen Definition kommt also nur eine Bedeutung zu, wenn die Breite beobachtet werden kann. Dies ist in einem singulären Punkt nicht der Fall. Da aber bei den gewöhnlich benutzten Prismen die singulären Punkte nicht existieren, ist die Breite immer zu bestimmen und also die Definition der Beweglichkeit immer zu benutzen.

Über Reizgeschwindigkeit, Reizzeit und Sehgeschwindigkeit, Sehzeit, sowie ihre Beziehung zum Stereophotometer.

Von
Dr. **H. Herbst** in Jena.

Jeder kann beim Eintreten der Dämmerung beobachten, daß man die verschiedenen Farben zum Beispiel von Blumen auf dem Felde nicht mehr unterscheiden kann und daß beim Fortschreiten der Dämmerung und beim Eintreten der Dunkelheit ein Farbeneindruck nach dem anderen verblaßt und verschwindet, um dem farblosen Eindruck Grau oder Schwarz Platz zu machen. Und zwar erscheinen rote Blumen tiefschwarz, während gelbe mehr grau und die blauen mehr grauweiß schimmern[1]). Die verschiedenen Farben verschwinden dabei nicht gleichzeitig sondern nacheinander: So kann man manche Farben noch bei einem bestimmten Dämmerungsgrad erkennen, wenn andere Farben schon verschwunden sind. —

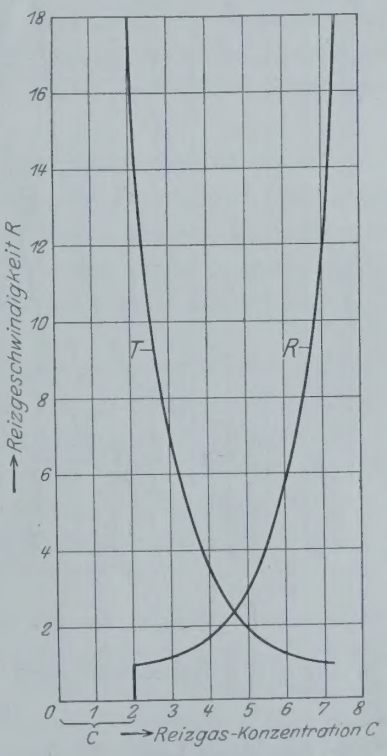


Fig. 1.

Der Licht- bezüglich Helligkeitseindruck wird durch die lichtelektrische Reizung unserer Sehnerven hervorgerufen und ist die Reizwirkung der verschiedenen Farben, also der verschiedenen Wellenlängen, verschieden.

Man kann diesen Vorgang etwa vergleichen mit der Reizung unserer Geruchsnerven durch ein Reizgas. Die Verhältnisse liegen da etwa folgendermaßen: Ist die Reizgas-Konzentration äußerst gering, so merkt man überhaupt keine Reizung. Erst bei einer gewissen Mindestkonzentration des Reizgases, die je nach der chemischen Natur des Reizgases verschieden groß ist, tritt die Reizwirkung ein, diese Mindestkonzentration bezeichnet man als die Reizschwellenkonzentration c. — Die Reizzeit T ist die Zeit, die zwischen dem Auftreffen des Reizgases auf das Geruchsorgan und der Wahrnehmung vergeht. Die Reizgeschwindigkeit R, das heißt also die Geschwindigkeit, mit der der Reiz wahrgenommen wird ist: $R = k\frac{1}{T}$ wobei k eine Konstante ist.

---

[1]) Vergleiche auch: O. Lummer, Grundlagen, Ziele und Grenzen der Leuchttechnik 1918. S. 21, 67, 71.

In Fig. 1 ist die Reizgeschwindigkeit R und Reizzeit T in Abhängigkeit von der Reizgaskonzentration C schematisch dargestellt. Wir ersehen, daß wenn wir über die Reizschwellenkonzentration c hinausgehen, die Reizgeschwindigkeit sehr schnell anwächst. Und zwar kann man die Reizgeschwindigkeit R etwa angenähert durch folgende logarithmische Funktion darstellen:

$$\log R = a + b \cdot \beta^{C}$$

wobei a, b, β Konstanten sind. Unterhalb der Reizschwellenkonzentration ist die Reizzeit unendlich groß; vergrößert man die Reizgaskonzentration, so wird die Reizzeit kleiner. —

Für die Reizung unseres Auges durch verschiedenfarbige Lichtstrahlen gelten ganz ähnliche Beziehungen: Ist die Lichtkonzentration oder Beleuchtungsstärke äußerst gering, so merkt man überhaupt keine Farbreizung. — Erst bei einer gewissen Mindest-Lichtkonzentration, die je nach der Farbe des Lichtes, (also je nach der Wellenlänge) verschieden groß ist, tritt die Farbempfindung ein. Diese Mindestkonzentration bezeichnet man als die Lichtschwellenkonzentration c. Die Lichtschwellenkonzentration ist also für die verschiedenen Farben verschieden groß. Die Sehzeit T ist die Zeit, die zwischen dem Auftreffen des Lichtstromes und der Wahrnehmung vergeht. Die Sehgeschwindigkeit S ist:

$$S = k \cdot \frac{1}{T},$$

wobei k eine Konstante ist.

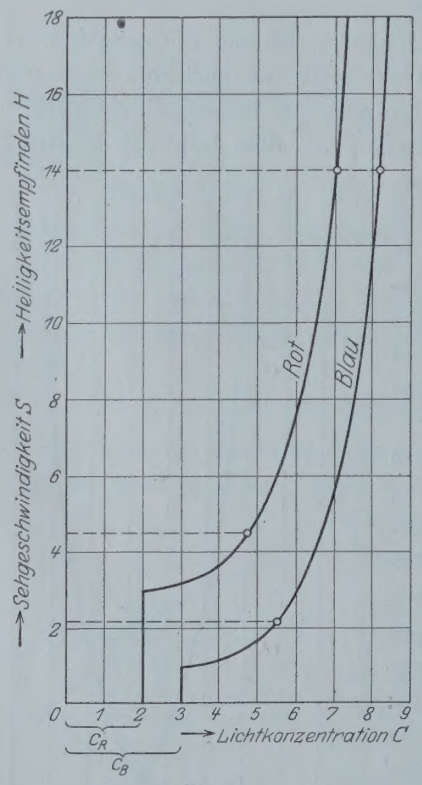


Fig. 2.

In Fig. 2 ist die Sehgeschwindigkeit S und das Helligkeitsempfinden H in Abhängigkeit von der Lichtkonzentration C für zwei verschiedene Farben schematisch dargestellt und zwar z. B. für rotes Licht und für blaues Licht. Die Lichtschwellenkonzentration für Rot ist c_R und die Lichtschwellenkonzentration für Blau ist c_B. Wir ersehen, daß, wenn wir mit der Lichtkonzentration C über die Lichtschwellenkonzentration hinausgehen, die Sehgeschwindigkeit S sehr schnell anwächst; und zwar kann man die Sehgeschwindigkeit etwa angenähert durch die folgende logarithmische Funktion darstellen:

$$\log S = a + b \cdot \beta^{C},$$

worin a, b, β Konstanten sind. Für das rote Licht gilt dann etwa die Gleichung:

$$\log S\,(\text{Rot}) = a_1 + b_1 \cdot \beta_1^{C}.$$

Für das blaue Licht gilt dann etwa die Gleichung:

$$\log S\,(\text{Blau}) = a_2 + b_2 \cdot \beta_2^{C}.$$

Wenn man annehmen kann, daß die Helligkeitsempfindung H der Sehgeschwindigkeit S proportional ist, also $S = m \cdot H$, wobei m eine Konstante ist, so gilt annähernd:

$$\log m \cdot H = a + b \cdot \beta^{C}.$$

---

[1]) O. Lummer, Grundlagen, Ziele und Grenzen der Leuchttechnik. 1919. S. 59—61.

Für verschiedene Farben sind die Konstanten a, b, β verschieden groß. — **Die Helligkeitsempfindung wäre demnach eine logarithmische Funktion der Beleuchtungsstärke.** Man könnte vielleicht auch die folgende Gleichung zu grunde legen:

$$\log H = -\frac{d}{C} + f,$$

wobei d und f zwei Konstanten sind. —

Aus Fig. 2 ersehen wir vor allen Dingen, daß einer bestimmten Sehgeschwindigkeit oder einer bestimmten Sehzeit bei den verschiedenen Farben verschiedene Lichtkonzentrationen oder Beleuchtungsstärken entsprechen. Wenn die Helligkeitsempfindung der Sehgeschwindigkeit proportional ist, so kann man auch sagen: Einer bestimmten Helligkeitsempfindung entsprechen bei den verschiedenen Farben verschiedene Beleuchtungsstärken.

Wenn die Kurven für die verschiedenen Lichtfarben zueinander „affin" verlaufen, so verhalten sich bei einer bestimmten Sehgeschwindigkeit oder Helligkeit die Beleuchtungsstärken der verschiedenen Farben annähernd wie die Lichtschwellenkonzentrationen. — Ob der Verlauf der Kurven aber wirklich ein affiner ist, oder ob sich die Kurven auch schneiden können, sei dahingestellt. Anderseits sei auch darauf hingewiesen, daß bei Mischfarben sich die verschiedenen Farben gegenseitig beeinflussen können. —

Die verschiedene, wie eine Resonanzkurve verlaufende Empfindlichkeitskurve des Auges für verschiedene Farben ist ja bekannt. Das Maximum der Empfindlichkeit liegt im Gelbgrün bei 0,55 μ Wellenlänge. Die Empfindlichkeitskurve ist für verschiedene Beobachter etwas verschieden, die größte Abweichung zeigen Farbenblinde, bei denen das Empfindlichkeitsmaximum bei 0,51 μ liegt.

Die obigen Betrachtungen haben auch eine gewisse Bedeutung für das Stereophotometer. — Nach Pulfrich sind zwei Farben dann gleich hell, wenn für beide die Zeit zwischen Reiz und Empfindung gleich groß ist; das heißt wenn das Kreisen der Marke des Pulfrichschen Stereophotometers in eine geradlinige Bewegung übergeht, sollen die beiden verschiedenen Farben gleiche Helligkeit haben. — Die Zeit zwischen Reiz und Empfindung ist aber die Sehzeit. — Mit dem Pulfrichschen Stereophotometer können wir demnach feststellen, wenn die Marke geradlinig läuft, wenn die Sehzeiten gleich sind und damit laut Definition, wann zwei Farbenflächen unserem Auge gleich hell erscheinen; damit ist aber nicht gesagt, daß die Lichtkonzentrationen auch dieselben sind. — Was wir wissen wollen ist aber vor allen Dingen die tatsächliche Lichtkonzentration oder Beleuchtungsstärke der verschiedenfarbigen Flächen, nicht die scheinbare Helligkeitsempfindung, die uns unser Auge vortäuscht. —

Es wäre interessant festzustellen, ob die Kurven, die man mit dem Lummerschen Spektral-Flimmerphotometer gewinnt, dieselbe Lage haben wie bei dem Pulfrichschen Stereo-Spektralphotometer. Bei dem Flimmerphotometer hört das Flimmern auf, wenn die Energien der verschiedenen Farben die gleiche Helligkeitsempfindung hervorrufen. — Anderseits wäre es wesentlich, festzustellen, ob auch beim Stereophotometer die Empfindlichkeitskurven für verschiedene Beobachter etwas verschieden liegen und ob insbesondere bei Farbenblinden das Maximum auch in demselben Maße verschoben erscheint, wie dies Lummer festgestellt hat.

In den obigen logarithmischen Kurven kommt auch das Purkinje-Phänomen mit zum Ausdruck, welches besagt, daß das Helligkeitsverhältnis zweier verschieden gefärbter Flächen sich mit der Größe der Beleuchtungsstärke ändert. — Zwei verschieden farbige

Felder z. B. rot und grün verändern ihr Helligkeitsverhältnis wenn man z. B. die Beleuchtungsstärke beider in demselben Verhältnis z. B. durch eine rotierende Sektorblende schwächt.

Die beifolgende Tabelle möge das Purkinje-Phänomen veranschaulichen, die Zahlen sind der Fig. 2 entnommen und durch Kreise gekennzeichnet. Die Zahlenwerte sind natürlich ganz willkürlich, da Fig. 2 nur eine schematische Zeichnung ist. —

Tabelle:

	Rot	Blau
Lichtkonzentration C	7,0	8,2
Helligkeitsempfinden H	14,0	14,0
um $^1/_3$ geschwächte Lichtkonzentration	4,7	5,5
Helligkeitsempfinden	4,25	2,1

Daß bei verschiedenen Farben (Wellenlängen), um ein bestimmtes Helligkeitsempfinden hervorzurufen, verschiedene Lichtmengen erforderlich sind, kann man sich dadurch erklären, daß zur Aufladung der auf die verschiedenen Farben ansprechenden Lichtresonatoren verschiedene Energiemengen nötig sind.

Auch beim Vergleich verschiedenartiger Lichtquellen wie z. B. Bogenlampen mit Kohlefadenlampen sind die obigen Ausführungen zu beachten. — Sollte es sich also bestätigen, daß die Helligkeitsempfindung eine logarithmische Funktion der Lichtkonzentration ist, so müssen wir unsere Vorstellungen über die tatsächlichen Lichtkonzentrationen verschiedener Strahler, die bisher auf der subjektiven Helligkeitsempfindung basieren, einer Revision unterziehen. Wir erkennen, daß Lichtkonzentration und Helligkeitsempfindung zwei grundverschiedene Dinge sind, die einander nicht direkt proportional verlaufen.

Nachtrag

zu W. Dziobek, Über den photometrischen Anschluß der Wolfram-Vakuumlampe an die Kohlefadenlampe. (*Diese Zeitschr.* **46.** *S. 476—485. 1926.*)

Während der Korrektur ist eine im Laboratorium der *National lamp works* der *General Electric-Co.* von A. H. Taylor ausgeführte Arbeit (*Journ. Optical Soc. Am.* **13.** *S. 133. 1926*)erschienen, in der über die Ausmessung eines Blaufilters berichtet wird, das den Farbensprung von der Kohlefadenlampe zur Nitralampe überbrückt. Taylor findet für dieses Filter eine Durchlässigkeit von 0,227 mit dem Kontrastphotometer und von 0,214 mit dem Flimmerphotometer, also eine Differenz von 6,3 % im Sinne einer geringeren Blauempfindlichkeit des Flimmerphotometers. Dieses Resultat, das man als in völliger Übereinstimmung mit den Ergebnissen der obigen Messungen bezeichnen kann, ist um so bemerkenswerter, als H. Taylor mit dem Kingsbury-Flimmerphotometer, also mit der von Ives vorgeschlagenen Feldgröße von 2^0 gemessen hat.

Gustav Heyde.

Der Begründer der bekannten Dresdener Werkstätten für Optik und Feinmechanki, Dr.-Ing. e. h. Gustav Heyde, vollendete am 25. September sein 80. Lebensjahr. Er ist einer der wenigen noch lebenden Altmeister der Feinmechanik, die ihre Tätigkeit nicht als Handwerk sondern als Kunst ausübten.

Gustav Heyde kam Ende der 60er Jahre des vorigen Jahrhunderts nach Wien, wo er in den bekannten, noch heute bestehenden Werkstätten von Starke und Kammerer den Bau geodätischer Instrumente kennen lernte. Nachdem er im Jahre 1872 in seine Vaterstadt Dresden zurückgekehrt war, eröffnete er mit bescheidenen Mitteln eine eigene Werkstätte, in der er zunächst hauptsächlich Nivellierinstrumente und Theodolite herstellte. Dank der Unterstützung und Förderung des damaligen bekannten Geodäten der Technischen Hochschule Dresden, Geheimrat Professor A. Nagel, waren die rastlosen Bemühungen des jungen Mechanikers von Erfolg gekrönt, so daß seine Erzeugnisse bald im In- und Ausland die wohlverdiente Anerkennung fanden.

Ausgehend von dem Gedanken, daß der Wert von Winkelmeßinstrumenten in erster Linie auf der Güte der Kreisteilungen beruht, befaßte sich Gustav Heyde kurz nach der Eröffnung seiner Werkstätte mit dem Bau einer hochwertigen Kopierteilmaschine. Nachdem er bald eingesehen hatte, daß mit einer solchen ein vollständig befriedigendes Arbeiten nicht möglich ist, beschäftigte er sich mit der Herstellung einer selbsttätigen Teilmaschine. Der glückliche Gedanke, an Stelle der bis dahin benutzten Tangentenschraube eine in ihrer ganzen Länge vollkommen in die Kreiszähne eingreifenden Globoidschraube zu verwenden, brachte trotz der beträchtlichen, durch die damaligen einfachen maschinellen Hilfsmittel bedingten Schwierigkeiten die erwünschte Lösung. Unermüdlich arbeiteten Gustav Heyde und seine Söhne an der selbsttätigen Kreisteilmaschine weiter, so daß diese heute von der Firma Gustav Heyde in einer kaum zu übertreffenden Güte hergestellt wird.

Schon in der Mitte der 70er Jahre wandte sich Gustav Heyde auch dem Bau von astronomischen Instrumenten zu, die dann von ihm in allen Ausmaßen, vom kleinsten Liebhaberinstrument bis zum großen Sternwarteinstrument, gebaut wurden. Reiche Anregungen hierzu fand er in der Sternwarte des bekannten Baron von Engelhardt in Dresden. Gustav Heyde lehnte sich bei seinen Bauarten an diejenigen des Altmeisters Repsold an; es wurden von ihm aber auch beachtliche Neuerungen eingeführt. Neben der Herstellung von Beobachtungsinstrumenten hat er auch Kuppeln für Beobachtungsräume in allen Größen entworfen und gebaut.

Auch auf anderen Gebieten war Gustav Heyde schöpferich tätig; so baute er neben einer Rechenmaschine einen der ersten Geschwindigkeitsmesser für Lokomotiven.

Für seine Verdienste um die geodätische und astronomische Wissenschaft wurde Gustav Heyde in den 90er Jahren vom russischen Zaren durch den St.-Anna-Orden ausgezeichnet; die Technische Hochschule Dresden verlieh ihm im Jahre 1922 die Würde eines Doktor-Ingenieur ehrenhalber.

Bei Ausbruch des Weltkrieges zog er sich ins Privatleben zurück und überließ seinen Söhnen die Sorge um die Weiterführung seines Werkes.

Mögen dem Altmeister der deutschen Feinmechanik noch viele Jahre in Gesundheit und geistiger Frische beschieden sein!

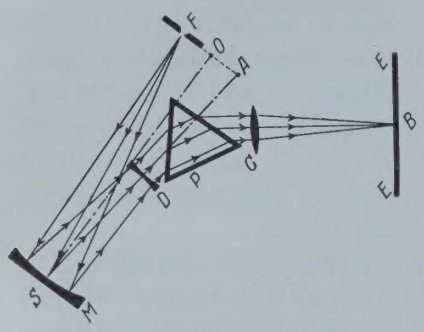
P. Werkmeister.

Referate.

Ein Spektrograph mit nicht geneigter Platte.

Von Pierre Sève. *Comptes Rendus* **182**. *S. 57. 1926.*

Für Spektrographen, die im Ultraviolett ein zur Kamera-Achse senkrechtes Spektrum liefern und somit vom Nachteil der Gitterneigung frei sind, verwendet man am besten achromatische Quarz-Flußspatlinsen. Man kann statt dessen zwar auch Hohlspiegel benutzen, muß dann jedoch, wenn man ein breites Bildfeld haben will, den als Objektiv dienenden Spiegel sehr groß wählen. Da fehlerloser Flußspat nur schwer zu beschaffen ist, schlägt Verf. eine andere Anordnung (s Figur) vor, nämlich nur einen Spiegel von geringer Öffnung in Verbindung mit zwei gewöhnlichen Quarzlinsen. Ein Konkavspiegel mit dem Scheitelpunkt S entwirft von einem in der zur Spiegelachse senkrechten Ebene des Krümmungsmittelpunktes seitlich liegenden Spalt F ein völlig achromatisches, reelles Bild A, so daß also $SF = SA$ ist. Eine Zerstreuungslinse D aus Quarz, die für die mittlere Wellenlänge die Brennweite DA hat, wird in das konvergierende Strahlenbündel eingeschaltet und verwandelt es in ein paralleles Bündel, das dann durch ein im Minimum der Ablenkung aufgestelltes Prisma gebrochen wird. Eine Sammellinse C von gleicher Brennweite wie D vereinigt die aus dem Prisma parallel austretenden Strahlen wieder zu einem Bilde in B, wobei die Strahlen von anderer Wellenlänge Bilder liefern, die auf beiden Seiten von B zu liegen kommen. Da die chromatische Aberration der beiden Linsen sich gegenseitig aufhebt, liegen diese Bilder in gleichem Abstand von C und genau in der zu CB senkrechten Plattenebene. Mit einem von Duffieux elektrolytisch platinierten Spiegel von 150 cm Krümmungshalbmesser, einem Quarzprisma und zwei Quarzlinsen von 2,5 cm Durchmesser und 45 cm Brennweite hat der Verfasser in obiger Anordnung 9 cm lange Bilder vom Bogenspektrum des Kupfers erhalten, die dessen zwischen 578 $\mu\mu$ und 198 $\mu\mu$ liegende Linien gut erkennen lassen.



Messow.

Teleskopspiegel aus Magnesium-Oxychlorür.

Von Fridtjof Le Coultre. *Bulletin de la Société Astronomique de France* **39**. *S. 484. 1925.*

Seit einer Reihe von Jahren ist der Verfasser bemüht, für die Herstellung von Teleskopspiegeln statt des Glases eine andere Masse zu finden, die sich besser zu so großen Blöcken formen läßt, wie sie für besondere astronomische oder physikalische Zwecke, etwa bei der Spektrographie, erwünscht sein könnten. Neuere Untersuchungen haben nämlich gezeigt, daß man für Hohlspiegel aus einem einzigen Glasblock wohl nicht über 3 m Durchmesser hinausgehen kann; der Verfasser hält aber die Herstellung solcher Spiegel bis zu 10 m Durchmesser, auch unter dem Gesichtspunkt der Anwendung eines einfachen und billigen Verfahrens, für möglich. Seine ersten Versuche erstreckten sich auf vernickelte Metalle, auf feuerfeste Erden mit verglaster Oberfläche, auf Hartgummi und galvanisiertes Wachs, mußten aber wieder aufgegeben werden, da die Versilberung im Lauf der Zeit schwefelhaltig wurde. Spätere Versuche mit Marmor schienen zwar in chemischer Hinsicht weiter zu führen, befriedigten aber optisch nicht, da die von der Silberschicht gelieferten Bilder trotz sorgfältigster Polierung zu weich blieben.

Endlich gelang es dem Verfasser, in dem Sorelschen Magnesiazement eine Masse zu finden, die sich leicht bearbeiten und gut polieren läßt. Dieser schon seit 1867 bekannte Zement ist eine in der Kunststeinindustrie vielfach zur Verwendung gekommene Mischung von 100 Teilen Magnesiumoxyd mit einer halbprozentigen wässerigen Lösung von 24 Teilen Chlormagnesium; die sich beim Anrühren bildende plastische Masse erstarrt bald und wird sehr weiß und hart. Um einen Konkavspiegel herzustellen, gießt man das zähe Gemenge in einen kreisrunden Trog und versetzt diesen in langsame Drehung, bis die Masse erstarrt ist; dann wird die Oberfläche mit Schmirgel und Rot glänzend poliert.

Ein Mangel des Sorelschen Zements liegt darin, daß er nicht wasserbeständig ist, allmählich Kohlensäure aufnimmt und sich nicht so gut wie Glas versilbern läßt. Diesem allen läßt sich aber durch folgendes Verfahren abhelfen. Wenn das Oxychlorür fest geworden ist, taucht man die zu versilbernde Fläche in eine 40 prozentige Formollösung; taucht man dann den Spiegelblock, mit der Fläche nach oben, in eine mit Formol gesättigte zweiprozentige Silbernitratlösung, so überzieht sich das Magnesiumoxychlorür sofort mit einem braunen Niederschlag von Silberoxyd. Wird der Spiegel dann aus dem Bad gehoben und getrocknet, so wird seine Fläche durch Zersetzung des Protoxyds in Sesquioxyd und metallisches Silber völlig schwarz. Wenn er ganz trocken ist, behandelt man ihn mit Polierrot: dann verschwindet das staubförmige schwarze Silbersesquioxyd und die darunter befindliche Silberschicht läßt sich nun ebenso gut polieren, als ob sie auf Glas läge.

Um wieviel leichter als Glas das feste Magnesiumoxychlorür ist, was zur Beurteilung seiner praktischen Brauchbarkeit als Material für große Hohlspiegel wissenswert wäre, geht aus der besprochenen Mitteilung nicht hervor. *Messow.*

Ein neues Verfahren zur Herstellung großer Teleskopspiegel.

Von G. W. Ritchey. *Bulletin de la Société Astronomique de France,* **40**. *S. 57. 1926.*

Die bisher auf dem *Observatoire provisoire de Saint-Geniez, Dép. Basses Alpes* (1070 m Höhe) und dem *Observatoire du Mont Blanc* (4350 m Höhe) gewonnenen Beobachtungsergebnisse haben Herrn und Frau Dina, Mitgliedern der *Société Astronomique de France*, Veranlassung gegeben, eine Höhen-Sternwarte im französischen Gebirgsland zu gründen und sie der Pariser Akademie der Wissenschaften zu schenken. Die Stifter beabsichtigen die Aufstellung eines Spiegelteleskops von außergewöhnlichen Dimensionen; sie haben zu diesem Zweck einen namhaften amerikanischen Fachmann, Herrn Ritchey, dem die Herstellung des zur Zeit größten Reflektors, des 250 cm-Spiegels auf dem *Mount Wilson-Observatory* in Kalifornien (vgl. *diese Zeitschr.* **43**. *S. 199. 1923*), zu verdanken ist, nach Frankreich berufen und ihm den Bau eines Spiegelteleskops übertragen.

Der bisher üblichen Herstellung größer versilberter Hohlspiegel sind in mehrfacher Hinsicht gewisse Grenzen gesetzt. Die sowohl in den Spiegelglas-Werken von *Saint-Gobain*, die die Glasblöcke für den 150 cm- und den 250 cm-Reflektor das *Mount Wilson-Observatory* geliefert haben, als auch bei deren Prüfung durch den Verfasser gewonnenen Erfahrungen haben es als unmöglich erkennen lassen, mit der Herstellung voller Scheiben über einen Durchmesser von 250 cm hinauszugehen. Denn damit sich der Glasblock nicht unter dem Einfluß seines eigenen Gewichts durchbiegt und unvollkommene Bilder liefert, muß seine Dicke ungefähr $^1/_7$ oder $^1/_8$ seines Durchmessers betragen; man hätte also bei wachsenden Durchmessern mit ganz erheblichen Glasmassen[1]) zu tun, deren technische Verarbeitung, das Gießen, Kühlen, Schneiden und Polieren, schon zu große Schwierigkeiten bieten würde. Die mechanische Durchbiegung der Flächen läßt sich zwar durch passend gewählte rückseitige Stützlagerung vermeiden, wie sie der Verfasser bei den großen *Mount Wilson*-Spiegeln angebracht hat; es bleibt aber daneben noch für den praktischen Gebrauch in der Sternwartenkuppel die Gefahr einer beständigen Veränderung der spiegelnden Fläche durch Temperatureinflüsse bestehen, indem die Randzonen der Glasscheibe sich schneller ausdehnen oder zusammenziehen als ihre Mitte, so daß man bei längeren photographischen Aufnahmen einen großen Teil wieder abdecken muß, um diesen „Randeffekt" unschädlich zu machen. Die Breite der abzudeckenden Randzone nimmt sehr schnell zu: während sie für einen Spiegel von 100 cm Durchmesser nur einige Zentimeter beträgt, sind es für 250 cm schon einige Dezimeter. Über einen solchen Durchmesser noch hinauszugehen, hält der Verfasser, wenigstens mit den bisherigen Herstellungsarten, für aussichtslos. Man hat zwar sehr beachtenswerte Versuche mit glasähnlichen Massen von geringem Ausdehnungskoeffizienten gemacht, z. B. Quarzguß; trotzdem erscheint auch dieser Weg für sehr große Spiegel nicht gangbar.

Der Verfasser hat nun ein ganz neuartiges Verfahren eingeschlagen, indem er den massiven Glasblock durch ein leichtes Zellensystem ersetzt. Die zu versilbernde spiegelnde Fläche wird durch eine Glasplatte von nur etwa 2 cm allenthalben gleicher Dicke in der Form eines großen gewölbten

[1]) Bei 200 cm etwa 2 t, bei 300 cm etwa 7 t, bei 400 cm etwa 18 t (Ref.).

Uhrglases gebildet; eine zweite in einigem Abstand dahinter befindliche ebene Glasplatte von derselben Dicke dient als Rückwand des Spiegels. Diese beiden Platten sind miteinander durch ein Schottensystem ebenso dicker sich rechtwinklig kreuzender Glasplatten verbunden und versteift, so daß also das ganze Innere des Spiegelblocks in eine große Zahl quadratischer Zellen zerlegt ist, die untereinander und mit den großen Kreisplatten fest verkittet sind. Als Kitt hat sich Bakelit (oder Millusit) am besten bewährt: diese Masse wird nach 1 bis 2 Tage langer mäßiger Erwärmung so fest, daß bei allen bisherigen Zugversuchen stets das Glas zersprang, während der Kitt standhielt.

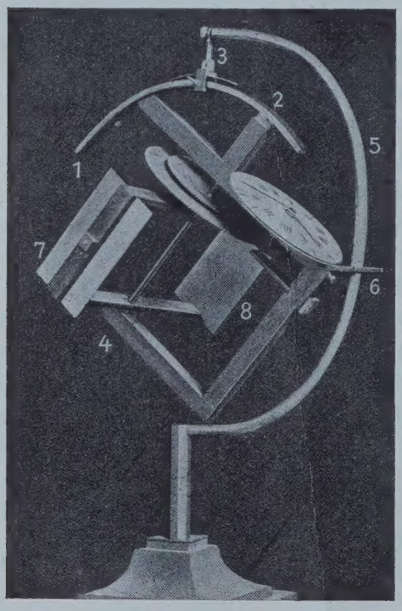
Da hier nur Platten von kaum größerer als der im Handel gebräuchlichen Stärke nötig sind, ist homogenes Glas von bester Beschaffenheit leicht zu erhalten. Das Gewicht solcher Spiegel ist durch die Ritcheysche Konstruktion auf $^1/_4$ oder $^1/_5$ desjenigen massiver Blöcke herabgemindert. Durch Luftlöcher in den Zellwänden läßt sich überdies ein vollkommener thermischer Ausgleich zwischen Mitte und Rand erzielen, so daß der Randeffekt ganz verschwindet.

In einem Laboratorium, das von Herrn und Frau Dina in der großen Meridiangalerie der Pariser Sternwarte für den Verfasser eingerichtet worden ist, hat dieser schon eine Reihe von technischen und optischen Versuchen an derartig konstruierten Spiegeln, zunächst an einem Planspiegel von 75 cm Durchmesser, angestellt, die als durchaus gelungen bezeichnet werden und an die sich große Hoffnungen knüpfen lassen. Die nächste Versuchsstufe bildet ein jetzt in Arbeit befindlicher Konkavspiegel von 150 cm Durchmesser, und nach dessen Fertigstellung ist die Konstruktion eines Zellenspiegels von 400 oder 500 cm Durchmesser in Aussicht genommen, der für den Reflektor der eingangs erwähnten Bergsternwarte bestimmt ist.

Messow.

Die Hahnsche Sonnenuhr.

Auf mein Referat über die Sonnenuhr von W. E. Cooke *(diese Zeitschr. **46**, S. 215. 1926)* hin hat mich Herr Geh.-Rat Dr. Max Wolf brieflich auf die 1775 von Pfarrer Hahn in Kornwestheim bei Stuttgart gebaute Sonnenuhr hingewiesen, die sich auf der Königstuhl-Sternwarte bei Heidelberg befindet und von Herrn v. Rackwitz im Jahrgang 1925 der „Leipziger Uhrmacherwoche" beschrieben ist. Sie ist im beigefügten Bild nach einer von Herrn Wolf freundlichst übersandten Photographie wiedergegeben. Sie nimmt den Konstruktionsgedanken der Cookeschen Sonnenuhr um anderthalb Jahrhunderte voraus.



Am Bügel *1 2* läßt sich die geographische Breite einstellen. Die Uhr hängt sich selbst vertikal am Aufhänger *3*, so daß die Drehachse *2 4* in die Erdachse fällt, wenn der Bügel *5* mit dem Anlagestift *6* richtig gestellt ist. Auf den rund 90 mm hohen Platten *7* und *8* sind auf der Innenseite die Zeitgleichungs-Datumskurven (wie bei Cooke) eingezeichnet, auf der einen Platte für den Sommer, auf der andern für den Winter, während jeweils die andere Platte das zugehörige Sonnenlöchlein darbietet (und zwar trägt jede Platte 2 Löcher). Drehen des Rahmens *7 8* um die Achse *2 4*, bis der Sonnenfleck auf die zugehörige Kurve fällt, stellt durch die Zahnräderübertragung die Uhrzeiger des 95 mm im Durchmesser fassenden Zifferblatts bis auf die Minute ein.

Nach Angabe von Herrn Geheimrat Wolf ist diese Uhr noch tadellos und befinden sich noch verschiedene solche um 1775 von Hahn gebaute Sonnenuhren in Museen.

Dr. *H. Maurer.*

Verbindung von Tachymetertheodolit und Kippregel.

Den früher hierüber gemachten Mitteilungen[1]) ist nachzutragen, daß auch die Firma Max Hildebrand G. m. b. H. in Freiberg i. S. neuerdings eine als „Theokipp" bezeichnete Ausrüstung baut, die sowohl einen Tachymetertheodolit als auch einen Meßtisch mit Kippregel zusammenzustellen erlaubt. Der instrumentelle Teil der Ausrüstung setzt sich aus drei Teilen zusammen, dem Unterbau, dem Mittelbau und dem Oberbau, Der Mittelbau besteht aus dem Horizontalkreis mit den beiden Nonien, einer Klemm- und einer Feinbewegungsschraube für den Horizontalkreis und zwei Kreuzlibellen; für die Aufnahme des Oberteils ist er mit einer besonderen Vorrichtung in Gestalt einer prismatischen Platte versehen.

Der Unterbau mit den drei Fußschrauben und einer Klemmschraube in Verbindung mit einer Feinbewegungsschraube ist so ausgebildet, daß er unmittelbar entweder den Mittelbau mit dem Horizontalkreis oder die Meßtischplatte aufnehmen kann. Der Oberbau mit dem zwischen den Fernrohrträgern gelagerten Fernrohr und dem Vertikalkreis kann entweder — beim Tachymetertheodolit — auf den Mittelbau oder — bei der Kippregel — auf ein Lineal gesetzt werden.

Der Tachymetertheodolit ist ein Theodolit mit Repetitionseinrichtung; der verdeckte Horizontalkreis hat 12 cm Durchmesser und 1′ Nonienangabe. Die zwischen den Fernrohrträgern eingebaute Kastenbussole hat 80 mm Nadellänge. Der Durchmesser des ebenfalls verdeckten Vertikalkreises beträgt 7 cm; die Angabe der Nonien ist 1′. Das Fernrohr ist zum Durchschlagen eingerichtet.

Die Verpackung der ganzen Ausrüstung ist zweckentsprechend.

Im Zusammenhang mit dem Vorstehenden ist noch auf einige geschichtliche Mitteilungen von K. Lüdemann[2]) „über die instrumentelle Verbindung von Theodolit und Meßtisch im letzten halben Jahrhundert" hinzuweisen. *P. Werkmeister.*

Photogrammetrische Apparate.

Von H. Wild. (Nach einer gedruckten Beschreibung.)

Der durch den Bau von Nivellierinstrumenten und einem Theodolit bestens bekannte Ingenieur H. Wild — jetzt in Heerbrugg in der Schweiz — ist nun auch zum Bau von photogrammetrischen Instrumenten übergegangen. Gebaut wird ein Aufnahmeinstrument für stereophotogrammetrische Aufnahmen von der Erde und ein Auswerteinstrument für stereophotogrammetrische Aufnahmen von der Erde und aus dem Luftfahrzeug.

Das Aufnahmeinstrument ist ein Phototheodolit, bei dem die Kammer und der Theodolit übereinander angeordnet sind; die Verbindung von beiden geschieht mit Hilfe eines kräftigen Stahlgehäuses, das die horizontale Kippachse der Kammer trägt und auf das der Theodolit aufgesetzt wird. Es sind zwei einfach vertauschbare Kammern vorgesehen, die eine mit 165 mm, die andere mit 240 mm Brennweite; beide Kammern sind für 10×15 cm Plattengröße eingerichtet. Als Objektive sind solche von Wild verwendet. Die Kammern können mit Hilfe einer besonderen Kippstange von 6 zu 6^g, nach der einen Seite bis 12^g und nach der anderen bis 18^g gekippt werden. Der Theodolit ist ein solcher Wildscher Bauart mit einem Horizontalglaskreis mit 95 mm Durchmesser und einem Vertikalglaskreis mit 50 mm Durchmesser. Für die Messung der Standlinien ist eine horizontal liegende Distanzlatte vorhanden.

Das als Autograph bezeichnete Auswerteinstrument ist ein Zweibildinstrument, mit dem Stereoaufnahmen in allen gebräuchlichen Maßstäben zwischen 1 : 100 und 1 : 100000 ausgewertet werden können. In bezug auf Anwendungsmöglichkeit und Leistungsfähigkeit gleicht der Autograph von H. Wild dem Autokartographen von R. Hugershoff und dem Stereoplanigraphen von Bauersfeld; insbesondere erlaubt er wie diese beiden Instrumente eine selbsttätige Aufzeichnung von Höhenschichtlinien. Im Aufbau und damit wohl auch in der Benutzung scheint der Autograph besonders einfach zu sein.

Den beiden Aufnahmekammern entsprechend sind auch beim Autographen Kammern mit verschiedenen Brennweiten vorgesehen. *P. Werkmeister.*

[1]) Vgl. den laufenden Jahrgang *dieser Zeitschr. S. 217.*
[2]) Vgl. *Allgem. Verm. Nachr. 1925. S. 451.*

Herstellung von großmaßstäblichen Schichtlinienkarten in hochwertigem, flachem Gelände unter Heranziehung von Luftbildern.

Von H. Lüscher. *Mitt. aus dem Arbeitsgebiet des Konsortiums Luftbild G. m. b. H. — Stereographik G. m. b. H.*

Handelt es sich um die Herstellung einer für den Städtebau bestimmten Höhenschichtlinienkarte in großem Maßstab — z. B. 1 : 2500 — eines nur geringe Höhenunterschiede — nach den Angaben des Verfassers sind solche „bis 50 m und mehr zugelassen" — aufweisenden Gebietes, von dem noch keine Katasterkarte vorliegt, so stößt bei einer photogrammetrischen Aufnahme aus dem Luftfahrzeug die stereophotogrammetrische Auswertung der Aufnahmen in vertikalem Sinn, bestehend in der Ermittlung der Höhenschichtlinien, aus zwei Gründen auf Schwierigkeiten. Erstens sind die Aufnahmen mit Rücksicht auf die bei großem Kartenmaßstab erforderliche große Zahl von Bildern zu unwirtschaftlich, und zweitens „entspricht die im Flachgelände erzielbare Genauigkeit der Schichtlinienführung vielfach nicht mehr den gestellten Anforderungen". Der Verfasser empfiehlt daher eine Verbindung der photogrammetrischen Aufnahme aus dem Luftfahrzeug mit der tachymetrischen Aufnahme von der Erde aus; dabei liefert die erstere den Grundriß in Gestalt eines Luftkartenbildes und die letztere die Geländedarstellung in Schichtlinien. Das „Luftkartenbild" entsteht durch Aneinanderreihung von entzerrten Bildern. Für die Entzerrung der ungefähr senkrecht aufgenommenen Bilder empfiehlt der Verfasser das von dem genannten Konsortium hergestellte Entzerrungsgerät. Für die Geländeaufnahme auf Grund des Luftkartenbildes verwendet man dann den Tachymetertheodolit.

Ein als Beispiel beigefügtes Bild zeigt das Ergebnis einer Aufnahme bei Wolfratshausen im Isartal mit 0,5 m-Schichtlinien.

Mit Rücksicht auf die Natürlichkeit des Luftkartenbildes und die Höhe der Kosten wird das Verfahren vielfach gute Dienste leisten. *P. Werkmeister.*

Luftbildwesen.

Von O. Koerner. *Sonderabdruck aus dem Jahrbuch für Luftverkehr 1925.*

Der Verfasser gibt in knapper Form eine gute Übersicht über den heutigen Stand der Photogrammetrie mit Aufnahmen aus dem Luftfahrzeug; dabei werden natürlich auch die Aufnahme- und die Auswerteinstrumente kurz besprochen. Erwähnt wird u. a. ein von der Maatschappij voor Aerogeodesie in ihrer Berliner Meßbildwerkstatt gebautes Anfnahmeinstrument; es besteht dies aus zwei Dreiteilkammern, die in zwei in größerem Abstand nebeneinander fliegenden Flugzeugen eingebaut sind und durch funkenelektrische Übertragung gleichzeitig ausgelöst werden. Dazu gehört eine besondere Vorrichtung zur Ermittlung der äußeren Orientierung und auch ein eigenes Auswertegerät; diese auf Vorschläge von C. P. Goerz zurückgehenden Geräte sehen zum Teil noch ihrer Fertigstellung entgegen. *P. Werkmeister.*

Über die auflösende Kraft des Mikroskops.

Von F. Goos, *Physikal. Zeitschr.* **27.** *S. 202. 1926.*

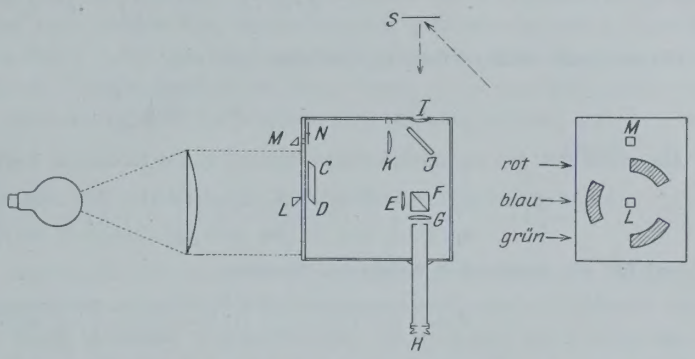
Nach Siedentopf soll die Auflösungskraft eines Mikroskops gesteigert werden können, wenn im Bildraum hinter dem Objektiv durch zwei Paar Spiegel der bildseitige Sehwinkel, entsprechend zwei durch eine Spaltvorrichtung vor dem Objektiv wie nach Michelson ausgeblendeten Strahlen, vergrößert wird. Goos weist nun nach, daß den Spiegeln keine auflösende Kraft zukommt. Denn da die Spiegel hinter dem Objektiv angeordnet werden, ist der Strahlengang im Bildraum unverändert symmetrisch. Daraus folgt, daß die gesamte Phasenverschiebung, welche die von zwei Objektpunkten herkommenden Strahlen zeigen, bereits beim Eintritt der Strahlen in die Spalte vorhanden sind, so daß also zwar die linearen Abstände der Maxima jedes einzelnen Streifensystems durch die Spiegel geändert werden, aber die Ineinanderschachtelung der Interferenzstreifen und damit die auflösende Kraft des Mikroskops durch die Spiegel nicht geändert wird. Das Auflösungsvermögen wird nach wie vor durch die Apertur des Objektivs bestimmt.

Daß trotzdem die Michelsonsche Anordnung am Fernrohr erfolgreich arbeitet, erklärt sich durch die Tatsache, daß die Spiegel hier vor dem Fernrohrobjektiv angeordnet sind. *Flügge.*

Ein Dreifarbenkolorimeter für Normungszwecke.

Von J. Guild. *Transact. Opt. Soc.* **27.** *S. 106. 1925/26.*

In Anlehnung an die theoretischen Vorarbeiten des Verf. (*Transact. Opt. Soc.* **26.** *S. 95, 139. 1924/25*; vgl. auch das Referat in *dieser Zeitschr.* **46.** *S. 40. 1926.*) wird ein Kolorimeter beschrieben, dessen Konstruktionsprinzip ein zweifaches ist: 1. Beleuchtung des photometrischen Vergleichsfeldes mit einem variablen Gemisch dreier Grundfarben; 2. Hinzufügung eines Grautons zu dem zu untersuchenden Feld, um die zu messende Farbe zu entsättigen, wenn letztere von höherem Sättigungsgrade ist als durch Mischung im Vergleichsfeld erreichbar ist. Die Konstruktion des Apparats ist aus der Figur ersichtlich. Die Lichtquelle besteht in einer „Fullolite"-Lampe, deren Licht durch eine Kondensorlinse parallel gerichtet wird. Das zylindrische Lichtbündel fällt auf die Seitenfläche eines Kastens, welche drei sektorförmige Öffnungen enthält von etwa 59° Winkelausdehnung. Diese Öffnungen können mit je einem roten, grünen und blauen Gelatinelichtfilter überdeckt werden. Vor der Innenseite dieser Kastenfläche ist ein Prisma $C\,D$ angebracht, welches durch Motorantrieb um eine durch D gehende Achse schnell vor der Fläche rotieren kann. Während der Rotation bewegt sich die reflektierende Fläche C vor jeder der Sektoröffnungen vorbei, das von einer solchen kommende Licht wird in C und D reflektiert und pflanzt sich entlang $D\,E$ fort. Die Linse E läßt eine Kreisöffnung im Prisma $C\,D$ in dem auf unendlich eingestellten Beobachtungsfernrohr H scharf erscheinen, nachdem das Gesichtsfeld nach dem Photometerprinzip durch den Lummer-Brodhun-Würfel F halbiert ist. Bei hinreichend schneller Rotation des Prismas $C\,D$ erscheint das photometrische Vergleichsfeld durch physiologische Nachwirkung in der Mischfarbe der drei farbigen Sektoren. Durch passende Wahl der Lichtfilter einerseits, durch willkürliche Verkleinerung der Sektoren mittels verschiebbarer Klappen andererseits, kann jede beliebige Mischfarbe erzeugt werden. Die zu bestimmende Farbe tritt durch die Öffnung I ein, die durch eine Linse von 20 cm Brennweite verschlossen ist. Diese Linse hat die Aufgabe, die materielle Struktur bei Untersuchung von Oberflächenfarben zu verwischen. Die schon erwähnte Entsättigung der zu untersuchenden Farben wird folgendermaßen herbeigeführt. Durch die Prismen L und M wird Licht der Lichtquelle auf dem Wege über die Linse K und die unter 45° geneigte Glasplatte J dem zu untersuchenden Lichtbündel beigemengt. Durch einen kreisförmigen Graukeil N kann dieser nichtfarbigen Komponente ein passender Grauton zuerteilt werden, so daß die Sättigung der zu untersuchenden Farbe beliebig herabgesetzt werden kann. Auch durch Zwischenschaltung eines Farbfilters hinter M läßt sich die Farbqualität in gewünschter Weise beeinflussen.



Was die Wahl der Grundfarben vor den Sektoröffnungen angeht, so ist nach der Theorie jedes beliebige trichromatische System zulässig. Die Auswahl hat lediglich auf Grund praktischer Umstände zu erfolgen. Und diesbezüglich empfiehlt Verf., ein Rot nahe dem roten Ende des sichtbaren Spektrums, ein Grün in der Nähe von 530 mμ und ein Blau bei etwa 440 mμ zu wählen. Verf. benutzt in seinem Apparat drei Wratten-Filter mit den Schwerpunkten bei 630 mμ, 537 mμ und 450 mμ. Der Gebrauch des Kolorimeters ist nun auch klar. Die Farbqualität des Prüffeldes ergibt sich nach der oben zitierten Theorie der Farbenmischung geometrisch mit Hilfe der Farbenkarte.

Flügge.

Die wirklichen Lichtstärken der photographischen Objektive.

Von A. Klughardt. *Central-Ztg. f. Optik u. Mechanik* **47.** *S. 79 u. 94. 1926.*

Wenn man von der Lichtstärke von Objektiven spricht, so versteht man immer eine Größe, die proportional dem reziproken Quadrat des Öffnungsverhältnisses ist. Diese Annahme ist aber

nur bedingt richtig, wenn man nämlich die Glasverluste, d. h. die Verluste durch Absorption und Reflexion vernachlässigen kann, was im allgemeinen durchaus nicht gestattet ist. Eine genaue Erfassung der Lichtstärke muß die Glasverluste berücksichtigen, da dieselben bis zu 50% der auffallenden Lichtenergie ausmachen können. Allerdings ist es zweckmässig, und diesen Weg geht der Verf., die wirkliche Lichtstärke ebenfalls durch ein Öffnungsverhältnis auszudrücken, und zwar dasjenige Öffnungsverhältnis, welches eine Einheitslochblende haben muß, die die gleiche Lichtmenge unter denselben Bedingungen hindurchläßt wie das Objektiv, aber keine Glasverluste besitzt. Die rechnerische Bestimmung der Glasverluste ist mit der Fresnelschen Reflexionsformel einerseits, mit der Beerschen Absorptionsformel andererseits möglich. Dann beträgt die von einer einfachen Linse hindurchgelassene Lichtmenge

$$J_2' = \left[1 - \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2\right]^2 \cdot a^d \cdot J_1 .$$

Die wirksame relative Öffnung bestimmt sich aus

$$k_2' = k_1 \sqrt{\frac{J_1}{J_2'}} .$$

Allgemein gilt für ein unverkittetes System von t Linsen in Luft

$$J' = \left[1 - \left(\frac{n_1-1}{n_1+1}\right)^2\right]^2 \cdot \left[1 - \left(\frac{n_2-1}{n_2+1}\right)^2\right]^2 \cdot \ldots \cdot \left[1 - \left(\frac{n_t-1}{n_t+1}\right)^2\right]^2 \cdot a_1^{d_1} \cdot a_2^{d_2} \cdot \ldots \cdot a_t^{dt} \cdot J$$

und für ein ebensolches verkittetes System:

$$J' = \left[1 - \left(\frac{n_1-1}{n_1+1}\right)^2\right] \cdot \left[1 - \left(\frac{n_t-1}{n_t+1}\right)^2\right] \cdot a_1^{d_1} \cdot a_2^{d_2} \cdot \ldots \cdot a_t^{dt} \cdot J .$$

Streng genommen treten auch Reflexionsverluste an den Kittflächen auf: diese sind aber sehr gering, weil die Brechungsverhältnisse von Glas und Kitt im allgemeinen nur sehr wenig voneinander verschieden sind.

Für den praktischen Gebrauch sind jedoch die mitgeteilten Formeln wenig zweckmäßig, größere Rechenersparnis bietet eine Näherungsformel, die fast immer hinreichend genaue Resultate liefert. Diese Formel, die gleichermaßen auf verkittete und nicht verkittete Systeme anwendbar ist, lautet

$$J' = \left[1 - \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2\right]^l \cdot a^{\Sigma d} \cdot J ,$$

wo

$$n = \frac{n_1 + n_2 + \cdots + n_t}{t}; \quad a = 0{,}96; \quad \Sigma d = d_1 + d_2 + \cdots + d_t;$$

l die Anzahl der Glasflächen gegen Luft bedeuten.

Objektivtype $f = 10$ cm	Anzahl der Linsen	Anzahl der Flächen gegen Luft	Wirksame relative Öffnung	Prozentualer Lichtverlust
Meniskus 1 : 50 . .	1	2	1 : 52,3	8 %
Meniskus 1 : 18 . .	1	2	1 : 18,9	9
Periskop 1 : 11 . .	2	4	1 : 12,3	20
Dagor 1 : 6,8 . .	6	4	1 : 7,7	22
Dialyt 1 : 6,3 . .	4	8	1 : 8,1	40
Tessar 1 : 4,5 . .	4	6	1 : 5,4	30
Tessar 1 : 3,5 . .	4	6	1 : 4,3	33
Triplet 1 : 3,5 . .	3	6	1 : 4,2	32
Ernostar 1 : 2,8 . .	5	8	1 : 3,7	43
Tessar 1 : 2,7 . .	4	6	1 : 3,3	35
Triplet 1 : 2,0 . .	3	6	1 : 2,4	33
Ernostar 1 : 2,0 . .	6	8	1 : 2,8	48

Von Wichtigkeit ist die Durchrechnung praktischer Beispiele an handelsüblichen photographischen Objektiven. In der vorstehenden Tabelle sind in den ersten drei Spalten die verschiedenen

Objektivtypen mit Angabe ihres Öffnungsverhältnisses und der Anzahl der absorbierenden (Linsen) und reflektierenden (Flächen gegen Luft) Teile aufgeführt. In den letzten beiden Spalten folgt sodann die aus der Rechnung nach obiger Näherungsformel sich ergebende wirksame relative Öffnung nebst dem prozentischen Lichtverlust.

Interessant ist der Vergleich zwischen den verschiedenen Objektivtypen. Das Triplet erreicht an Helligkeit mehr als das Ernostar vom gleichen Öffnungsverhältnis. Entsprechendes gilt zwischen Tessar und Triplet. Besonders bemerkenswert aber ist die Tatsache, daß das Dagor mit kleinerem Öffnungsverhältnis höhere Lichtstärken erzielt als das Dialyt mit größerem Öffnungsverhältnis. Für die Praxis erscheint also als dringend erforderlich, neben den relativen Öffnungen auch noch die wirksame relative Öffnung anzugeben.

Von Interesse ist schließlich noch die Einwirkung der Brennweite auf die Lichtstärke. Nach einer ähnlich gebauten Formel ist auch hierfür eine Angabe möglich, und es zeigt sich z. B., daß die wirksame relative Öffnung des Dagor 1:6,8 von 1:7,7 auf 1:8,3 abnimmt, wenn die Brennweite von $f = 10$ cm bis $f = 36$ cm wächst. Entsprechend findet beim Tessar 1:3,5 eine Reduktion von 1:4,3 auf 1:4,5 statt, wenn die Brennweite unter Beibehaltung der relativen Öffnung zwischen 10 und 25 cm variiert. *Flügge.*

Kritik der Monochromatisch-plus-Weiß-Methode der Kolorimetrie.

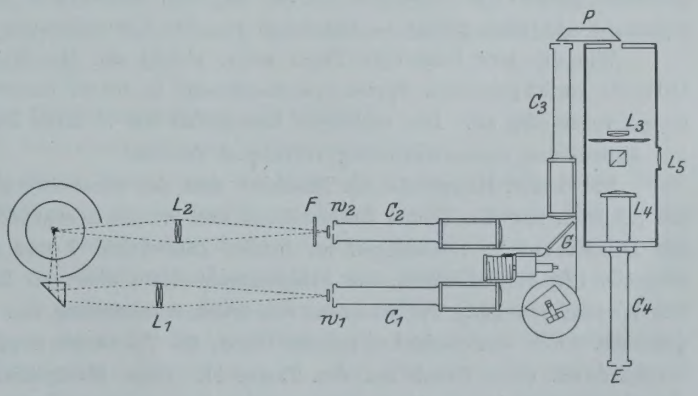
Von J. Guild. *Transact. Opt. Soc.* **27**. *S. 130. 1925/26.*

Verf. behauptet, daß vom Standpunkt der praktischen quantitativen Kolorimetrie Sättigung und Farbqualität keine Grundeigenschaften der farbigen Erscheinungen sind, sondern vielmehr aus dem trichromatischen Aufbau der Farbe abgeleitet werden können. So groß auch die Vorteile sind, wenn neben der Intensität einer Lichterscheinung auch Sättigung und Farbqualität als Grundeigenschaften bezeichnet werden, ebensosehr lassen sich auch triftige Einwände gegen diese Annahme finden. Letztere sind vom praktischen Standpunkt aus in den Schwierigkeiten der heterochromatischen Photometrie, vom theoretischen Standpunkt aus in dem typischen Unterschied zwischen Lichtempfindung und Farbqualität zu suchen. Man denke nur an den Purkinje-Effekt. Demnach scheint es unmöglich zu sein, Farbqualitäten durch subjektive photometrische Messungen zu bestimmen. Daraus folgt sofort ein gewisser Nachteil der im vorhergehenden Referat dargelegten Methode der Kolorimetrie. In dieser Erkenntnis schlägt Verf. einen neuen Weg ein, welcher im folgenden Referat dargelegt wird. *Flügge.*

Eine neue Methode der Kolorimetrie.

Von J. Guild. *Transact. Opt. Soc.* **27**. *S. 139. 1925/26.*

Ausgehend von der im vorigen Referat berichteten Kritik wird eine Methode der Kolorimetrie beschrieben, die nur auf den Farbmischungsfunktionen des Auges beruht. Das Prinzip der Methode läßt sich an Hand der Farbenkarte entwickeln. In dieser ordnen sich die Spektralfarben auf einer unter einem spitzen Winkel geknickten Kurve an. Die zu bestimmende Farbe C (nicht die Fraunhofersche Linie C ist gemeint, C ist Abkürzung für „colour“) verbinde man durch gerade Linien mit zwei Punkten, welche nahe den Enden der Spektralfarbenkurve liegen, etwa mit den Punkten $\lambda = 670$ mμ und $\lambda = 470$ mμ. Diese Geraden, meistens ihre rückwärtigen Verlängerungen, schneiden die Spektralkurve in zwei weiteren Punkten, z. B. 496 mμ und 586 mμ. Ist nun die Farbe C ihrer Qualität nach zunächst unbekannt, so kann sie bestimmt werden, indem man zu den Spektralfarben



470 mμ und 670 mμ diejenigen Spektralfarben ermittelt, mit denen gemischt die Farbe C herauskommt, also in unserem Falle mit 586 mμ und 496 mμ. Die Farbqualität C ergibt sich sodann auf der Farbenkarte als Schnittpunkt der beiden Verbindungsstrecken.

Die praktische Anwendung dieses Prinzips auf eine neue Methode der Kolorimetrie benutzt wegen der Mischung der zu bestimmenden Farbe aus Spektralfarben einen Spektralapparat oder Monochromator (siehe Figur). Der Spektralapparat besitzt zwei Kollimatoren C_1 und C_2; vor den Spalten befinden sich lineare Graukeile w_1 und w_2. Das Licht einer Punktlichtlampe beleuchtet beide Spalte. Vor C_2 befindet sich ferner noch ein rotes bzw. blaues Lichtfilter F. Man setzt zunächst erst eines dieser beiden Lichtfilter, etwa das Rotfilter, vor. Das rote Licht wird durch die planparallele Glasplatte G in das Fernrohr des Spektralapparats reflektiert und gelangt durch zweimalige Reflexion im Prisma P in die eigentliche photometrische Einrichtung, welche in der Figur seitlich gezeichnet ist, in Wirklichkeit aber um 90° nach oben geschwenkt gedacht werden muß. Der Photometerwürfel wird also einerseits von P her beleuchtet, andererseits durch das Licht, dessen Farbqualität bestimmt werden soll, von L_5 aus. C_4 ist das Beobachtungsfernrohr. Solange der Kollimator C_1 nicht benutzt wird, erscheinen also die Vergleichsfelder im Photometerwürfel im allgemeinen in ganz verschiedenen Farben erleuchtet. Durch Betätigung des Prismas aber hinter C_1 kann diejenige Spektralfarbe eingestellt und an der Wellenmeßtrommel abgelesen werden, welche zusammen mit der von C_2 herkommenden roten Farbe die zu messende Färbung liefert. Genau dasselbe Verfahren wird wiederholt mit einem blauen Lichtfilter von bekannter spektraler Durchlässigkeit. Die Farbqualität ist sodann nach der oben entwickelten Methode auf der Farbenkarte bestimmbar geworden. Ein Nachteil des Apparats besteht darin, daß die photometrischen Vergleichsfelder ungleich groß und durch einen dicken Trennungsstrich geschieden sind, weil das vom Spektralapparat herkommende Licht durch Spalte tritt. Das Spaltbild wird jedoch in folgender Weise künstlich ausgebreitet: Das Linsensystem L_3 besteht aus einer Anordnung von sechs auf einer kreisrunden Glasplatte ringförmig nebeneinander gekitteten Linsen, die bei Rotation um die Ringachse das Spaltbild schnell über das photometrische Feld wandern lassen, so daß bei hinreichender Rotationsgeschwindigkeit eine gleichmäßige Ausleuchtung gewährleistet wird. Damit ist eine neue eigenartige Methode der Kolorimetrie auf der Grundlage bekannter Sätze über die Farbenmischung erdacht und mit Erfolg durchgeführt worden. *Flügge.*

Die Rechenmaschine „Hamann-Manus".

An Hand der Maschine.

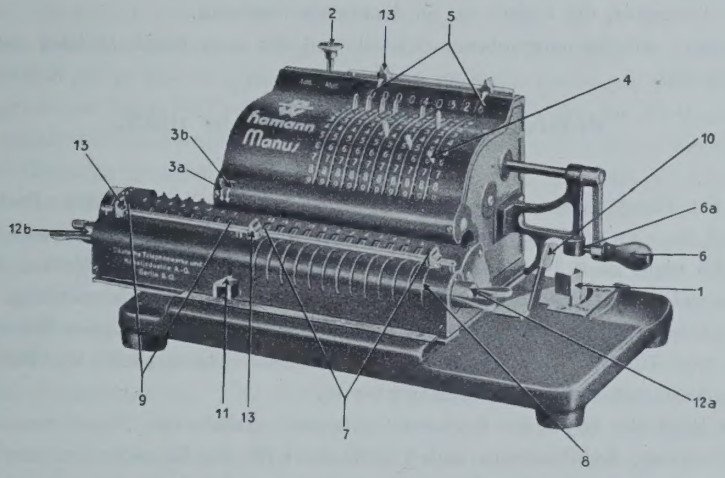
Der als Erbauer der Rechenmaschinen „Gauss" und „Mercedes-Euklid" bestens bekannte Ingenieur Ch. Hamann hat eine neue, von der Gesellschaft *Deutsche Telephonwerke und Kabelindustrie A.-G.* Berlin SO. unter dem Namen „Hamann-Manus" in den Handel gebrachte Rechenmaschine gebaut. Die Maschine ist für Addition, Subtraktion, Multiplikation und Division eingerichtet; die Division erfolgt — abgesehen von der Kurbeldrehung — vollständig selbsttätig.

Wie die hier beigefügte Figur zeigt, gleicht die Maschine äußerlich den bekannten, auf Odhner zurückgehenden Sprossenradmaschinen; in ihrem inneren Aufbau weicht sie jedoch von diesen vollständig ab. Der wichtigste Bestandteil der in ihrer Bauart ganz neuen Maschine ist ein mit Außen- und Innenverzahnung versehenes Zahnrad.

Die beiden Hauptteile der Maschine sind das Einstellwerk 5 mit den Einstellhebeln 4 und der Schlitten mit den beiden Zählwerken 7 und 9. Als Löschvorrichtung für das Einstellwerk dient der Druckknopf 2; Löschungen an beiden Zählwerken 7 und 9 werden mit Hilfe der Flügelschraube 12a vorgenommen, die Flügelschraube 12b dient zu Löschungen am Zählwerk 9 allein. Die Vorwärtsbewegung des Schlittens von seiner Ruhestellung aus nach rechts bis zur Arbeitsstellung geschieht durch Weiterschieben mit der Hand; die Vorwärtsbewegung nach links bis zur Ruhestellung erfolgt durch einen Druck auf den Taster 11. Beim Multiplizieren wird der Schlitten mit Hilfe des Druckhebels 10 um je eine Stelle nach links weiterbewegt; beim Dividieren erfolgen die erforderlichen Vorwärtsbewegungen des Schlittens durchaus selbsttätig.

Der Antrieb der Maschine geschieht mittels der Kurbel 6, die bei jeder der vier Rechnungsarten in derselben Richtung gedreht werden muß. Für das Addieren und Multiplizieren wird der

Schalter 1 nach vorn auf „Add“ gestellt, beim Subtrahieren und Dividieren muß er hinten auf „Sub“ stehen. Die Arbeitsstellung des Schlittens ist beim Addieren und Multiplizieren durch den Pfeil 3a und beim Subtrahieren und Dividieren durch den Pfeil 3b bestimmt; die jeweils erforderliche Einstellung des Schlittens läßt sich nach entsprechender Einstellung des Schalters 1 durch leichtes Andrücken mit der Hand in einfacher und sicherer Weise vornehmen. Ein auf dem Druckknopf 2 angegebener Pfeil muß beim Addieren und Subtrahieren nach links, und beim Multiplizieren und Dividieren nach rechts zeigen; außerdem muß der Schieber 11 beim Multiplizieren nach innen und beim Dividieren nach außen geschoben sein.



Beim Addieren werden die Summanden mit den Hebeln 4 eingestellt und mittels der Kurbel 6 auf das Zählwerk 7 übertragen; dabei wird durch das Drehen der Kurbel das Einstellwerk 5 zugleich gelöscht. Beim Subtrahieren wird der Minuend mit Hilfe der gezahnten Einstellscheiben 8 bei 7 eingestellt; in derselben Weise und an derselben Stelle wird beim Dividieren der Dividend eingestellt.

Die Maschine ist mit verschiedenen Sperrvorrichtungen versehen. Die Löschvorrichtungen 12a und 12b, der Schalter 1 und die Einstellscheiben 8 sind außerhalb der Ruhestellung des Schlittens gesperrt und wirken nur in dieser; die Antriebkurbel 6 ist in der Ruhestellung des Schlittens gesperrt und wirkt nur in der Arbeitsstellung.

Ein Mangel der Maschine besteht darin, daß der Zählwerkteil 9 keine Zehnerübertragung hat[1]). Nicht übersichtlich genug sind die auf dem Druckknopf 2 und dem Taster 11 angebrachten Einstellbezeichnungen; diese ließen sich in einfacher Weise übersichtlicher und damit für den Gebrauch bequemer ausgestalten.

Die in ihrer Wirkungs- und Arbeitsweise mit der „Mercedes-Euklid“ vergleichbare Maschine „Hamann-Manus“ kann als eine wertvolle Bereicherung des Rechenmaschinenmarktes bezeichnet werden. Der Preis der Maschine beträgt 650 M. *P. Werkmeister.*

Der Rechenschieber „Stellfix“.

Nach dem Instrument und einer Gebrauchsanweisung.

Die Teilungseinheit ist bei diesem neuen, von der Firma R. Reiss in Liebenwerda hergestellten Rechenschieber für das Multiplizieren und Dividieren überall dieselbe wie bei der unteren Stab- und unteren Zungenteilung des gewöhnlichen Rechenschiebers, also 250 mm. Benützt man die beiden unteren Teilungen des gewöhnlichen Rechenschiebers zum Multiplizieren, so muß man bekanntlich stets zuerst überlegen, ob man mit dem linken oder dem rechten Zungenende zu rechnen hat; bei Berechnung von Ausdrücken, wie sie bei Drei- und Mehrsätzen vorkommen, tritt gelegentlich der Fall ein, daß man die Zungenendstriche vertauschen muß. Bei dem neuen Rechenschieber ist eine solche Überlegung und auch eine Verschiebung bzw. Neueinstellung der Zunge nicht erforderlich.

---

[1]) Nach einer Mitteilung der Hersteller der Maschine soll auch das Nebenzählwerk in Zukunft mit durchgehender Zehnerübertragung versehen sein.

Der Grundgedanke ist bei dem neuen Rechenschieber für das Multiplizieren und Dividieren derselbe wie beim gewöhnlichen Rechenschieber; der Gebrauch des Schiebers stößt also auf keine Schwierigkeit. In der Gebrauchsanweisung sind besondere Regeln für die Bestimmung der Kommastellung angegeben; auf solche Regeln verzichtet man bekanntlich bei der Rechenschieberrechnung besser.

Außer der an den oberen und unteren Kanten von Stab und Zunge untergebrachten Hauptteilungen sind noch zwei je 500 mm lange Teilungen zur Berechnung von Quadraten, Quadratwurzeln, Kuben und Kubikwurzeln vorhanden. Der Schieber wird in zwei Ausführungen gefertigt; die eine ist für Techniker, die andere ist für Kaufleute bestimmt.

Mit Rücksicht auf den angegebenen Vorteil wird der neue Rechenschieber sicher von vielen gerne benützt werden. *P. Werkmeister.*

Präzisions-Taschen-Rechenuhr 1925.

Nach dem Instrument.

Die von der Firma R. Reiss in Liebenwerda in den Handel gebrachte „Präzisions-Taschen-Rechenuhr 1925" ist eine in Taschenuhrform gehaltene logarithmische Rechenscheibe mit 42 mm Durchmesser, also nicht ganz 14 cm langer Skala. Von dem Kreisrechenschieber von H. Trentmann[1]) unterscheidet sich die Rechenuhr durch die Art der Vorwärtsbewegung der drehbaren Skala und des Läufers. Die innere Skala und der Läufer werden in ähnlicher Weise wie die Zeiger der Taschenuhr mit Hilfe von seitlich angebrachten Schrauben eingestellt; die Rechenuhr stimmt hierbei mit der Rechenscheibe von Boucher überein.

Auf ihrer Rückseite bietet die Rechenuhr graphische Tafeln zum Entnehmen von Quadraten, Kuben, Quadratwurzeln, Kubikwurzeln und Kreisflächen; für die Einstellungen und Ablesungen ist ein mit der seitlichen Läuferstellschraube drehbarer Strich vorhanden.

Die Ausführung des handlichen Instrumentchens ist recht gut, so daß es allen denen empfohlen werden kann, die statt mit einem geraden Rechenschieber lieber mit einem kreisförmigen rechnen. Der Preis beträgt 16 M. *P. Werkmeister.*

Bücherbesprechung.

Joh. Val. Keller-Zschokke, Eine schweizerische Schmelzhütte für optisches Glas in Solothurn 1831—1857 und Theodor Daguet, Fabrikant optischer Gläser 1795—1870. (1 Bl.), 126 S. 8° mit 6 Bildern. Solothurn 1926, Vogt-Schild.

Das hiermit anzuzeigende Buch mit seiner Einleitung durch den Regierungsrat H. Kaufmann zu Solothurn ist aus Mitteilungen erwachsen, die der Verfasser, ein Schuldirektor im Ruhestande, bereits 1921 in der Solothurnischen Naturforschenden Gesellschaft bekanntgegeben hat. Er wurde bei seinen fleißigen Nachforschungen von dem Bibliothekar Abbé Fr. Ducrest (*1870, †1925) unterstützt, der in unermüdlicher Bereitwilligkeit zahlreiche wichtige Feststellungen zu dem Leben Th. Daguets gemacht hat.

An dieser Stelle sind die neuen Nachrichten über diesen Mann, den eigentlichen Fortsetzer von P. L. Guinands Werk auf Schweizer Gebiet, von besonderem Werte, weil damit verschiedene, früher schmerzlich empfundene Lücken geschlossen werden. Théodore Joseph Pierre Philippe Aedile de Daguet wurde am 22. Juni 1795 in Vuippens (im Kanton Freiburg) in einer freiburgischen Patrizierfamilie geboren; ihre Glieder haben, als der Zusammenbruch der alten Staatsverfassung der Schweiz ihnen eine völlige Verarmung brachte, danach auf den Adel verzichtet. Theodor Daguet wurde seit 1812 bei dem Solothurner Apotheker A. Pfluger als Lehrling untergebracht und ist ständig mit seinem alten Lehrherrn in erfreulichen Beziehungen geblieben. Im Jahre 1819 übernahm er die Apotheke in Le Locle im Fürstentum Neuenburg, das damals den König von Preußen als Landesherrn hatte. Durch diese Übersiedlung kam er in Berührung mit

[1]) Vgl. das Referat von E. Hammer in *dieser Zeitschr.* ***41.*** *S. 27. 1924.*

P. L. Guinand, der, seit 1814 in seine Heimat zurückgekehrt, von 1816 ab sich offenkundig wieder mit einem optischen Unternehmen beschäftigte und 1819 jedenfalls seine Haupttätigkeit in einem Schmelzbetriebe namentlich für Pariser Abnehmer hatte. Wohl bald nach des älteren Guinands Tod hat er geschäftliche Beziehungen mit dessenim Schmelzen wohl unterrichteten Frau Rosalie und mit dessen Sohne Aimé angeknüpft, doch hat sich diese Arbeitsgemeinschaft nur bis 1826 gehalten, wo Aimé allein sicher noch bis 1829 in Les Brenets blieb (s. S. 197 dieser Zeitschrift); er ist dann am 3. Juni 1847 gestorben. Ros. Guinand und Th. Daguet gründeten am 13. April 1827 auf 8 Jahre eine Genossenschaft, um auf französischem Gebiet in les Combes de Chaillexon optisches Glas zu erzeugen. Daß Frau Rosalie an erster Stelle stand, mag als ein Zeichen für den Wert angesehen werden, den man mit vollem Recht ihrer technischen Erfahrung zugestand. Der Wortlaut des Vertrages ist auf S. 30—32 gegeben. Da der Betrieb bei Chaillexon wohl zu klein war, so benutzte Th. Daguet im Jahre 1831 eine sehr günstige Gelegenheit, um für die Gesellschaft Veuve Guinand et Daguet ein Grundstück in Solothurn anzukaufen, und siedelte selber dorthin über, um den Bau der Glashütte zu leiten. Es ist möglich (S. 99), daß er schon damals in Chaillexon durch Alexis Berthier ersetzt wurde, denn nur so kann man die Nachricht aus dem Jahre 1834 verstehen, die man dem gut unterrichteten Wiener Professor J. J. Prechtl — er findet sich wohl mit seiner „Praktischen Dioptrik" auf S. 33 verstümmelt als M. Brechtel — verdankt, der seine Wiener Optiker damals anscheinend von diesem Hause ihre Werkstoffe beziehen ließ. 1835, nach Ablauf der Vertragszeit, trat Daguet von der Gründung zu Chaillexon zurück und beschränkte sich auf die Solothurner Hütte der Gesellschaft Veuve Guinand et Daguet. 1836 hört man bereits von seinen Flint- und Kronschmelzen. 1837 liefert er Flintlinsen bis zu 7 Zoll [19 cm], 1839 solche bis zu 14 Zoll [38 cm], und man erzählte, was wohl zutreffen mag, daß sie besser wären als die französischen Scheiben. In den Jahren 1844 bis 1846 wurden die Verhandlungen mit der Partnerin, Frau R. Guinand, geführt, die dann ausschied und 1849 (S. 100) etwa 66 Jahre alt gestorben ist.

Die englische Weltausstellung vom Jahre 1851 brachte Th. Daguet eine hohe Auszeichnung (Council medal) für große Scheiben, der weitere in Zürich 1854, auf der Pariser Weltausstellung 1855, in Bern 1857 und sogar noch 1867 in Paris folgten, welch letztere Auszeichnung man vielleicht als eine Ehrenbezeigung vor ältern Leistungen ansehen kann.

In das Jahr 1857 fällt der Prozeß gegen die damalige schweizerische Zentralbahngesellschaft, über den Herr W. Zschokke in *dieser Zeitschrift* ***42.*** *S. 213/4. 1922* bereits berichtet hat. Nach dem für ihn günstigen Ausgange hat Th. Daguet einige Jahre (von 1858—60) mit einer Société anonyme des Verreries Genevoises (S. 79—81) in Verbindung gestanden, doch wurde er 1860 abgefunden und zog, seinen Solothurner Besitz im nächsten Jahre verkaufend, nach seiner Heimat Freiburg, wo er noch eine Hütte für optisches Glas errichtet und Anzeigen für ein optisches Ladengeschäft herausgebracht hat. Dieses Geschäft ist von seiner Frau und seiner Tochter geführt worden, während er sich in der Hütte beschäftigte, wovon ja auch die Preiserteilung 1867 zu Paris Zeugnis ablegt.

Aus der vorher unbekannten Gründung dieser letzten Glashütte Th. Daguets kann man viel besser seine Beziehungen zu H. Schröder verstehen, der noch im Jahre der zweiten Pariser Weltausstellung, also 1867, mit Daguet über die Schmelzung von Glasarten neuartiger Zusammensetzung (*D. Opt. Woch. 1915/6 [1] 420 l*) verhandelt haben will.

Am 16. April 1870 ist der alte Herr gestorben, offenbar in schlechten Vermögensverhältnissen, da die Hinterbliebenen die Hinterlassenschaft ausgeschlagen haben.

Seine Tochter Ursula Nathalie starb $1^1/_2$ Jahre nach ihrem Vater und der Sohn Oskar Daguet, der seinen Vater beim Schmelzen schwach unterstützt hatte, am 17. Oktober 1875, während Th. Daguets Neffe Louis Ratzé schon vorher verschollen ist. Man sehe dafür noch *D. Opt. Woch. 1915/6 [1] 396 l* ein.

Die letzte Zeittafel von S. 197 dieser Zeitschrift erfährt durch die vorliegende zuverlässige Arbeit die umstehende Ergänzung.

Wenn wir so dem mit großer und liebevoller Hingebung ausgearbeiten Buche vielen Dank schuldig sind, so gehört es sich, auch auf unsere Abweichung in der Bewertung der Verdienste um die Herstellung brauchbaren optischen Glases hinzuweisen.

Gewiß kann — namentlich nach den auf S. 125—137 des laufenden Jahrgangs dieser Zeitschrift vermittelten aktenmäßigen Feststellungen — kein Zweifel daran herrschen, daß P. L. Guinand allein als der Erfinder anzusehen ist, der das Schmelzen optischen Glases von dem Glasschmelzen überhaupt abgegliedert hat, und seine hingebungsvolle Liebe für seine Aufgabe erweckt unsere staunende Bewunderung. Jos. Fraunhofer ist hier ganz ohne jede Frage sein Schüler gewesen. Aber zu einer Herstellung brauchbaren, dem englischen Erzeugnis jener Zeit zweifelsfrei überlegenen Glases ist P. L. Guinand weder 1805 vor seiner Übersiedlung nach Benediktbeurn noch auch dort bis etwa zum Jahre 1809 gekommen. Erst in den vier darauffolgenden Jahren haben die beiden großen Glastechniker auf Utzschneiders Kosten allmählich die Verfahren entwickelt, die einen technischen Erfolg einigermaßen verbürgten, und auf diesem Grunde stehen sicher die westschweizer Hütten ebenso, wie die alte zu Benediktbeurn darauf steht. Wer nun, wie ich es vorschlagen möchte, die technische Ausbildung der Herstellverfahren optischen Glases auf Guinand und Fraunhofer zurückführt, der kann das gewichtige Zeugnis von zwei Gelehrten wie G. G. Stokes und E. Abbe für sich anführen, die beide dem Glasschmelzen Arbeit genug gewidmet hatten und beide für die gewaltigen durch das Zusammenarbeiten gebotenen Vorteile eintraten. Vielleicht wird denen, die für Guinand allein kämpfen, eine Sinnesänderung erleichtert durch den Hinweis darauf, daß man 1839 in Paris gleichsam bei der Krönung der erfolgreichsten Bewerber doch auch J. Utzschneiders anerkennend Erwähnung tat. Und wenn man aus S. 287/8 dieses Jahrgangs entnehmen kann, daß Utzschneiders Hingabe seiner Glashütte noch größere Opfer brachte, als sie 1829 das reiche England seinem großen Sohne M. Faraday für diese Zwecke zur Verfügung gestellt hatte, dann wird man diese Ehrung Utzschneiders für durchaus verdient halten: Die Pariser Gesellschaft zur Beförderung des Gewerbefleißes hat sich auch selber damit geehrt.

1824 stirbt P. L. Guinand

1824—26
Aimé Guinand, Rosalie Guinand und Th. Daguet, zusammen in les Brenets tätig.

Aimé Guinand bleibt vorläufig in les Brenets

stirbt 1847.

Rosalie Guinand und Th. Daguet schließen 1827 einen Vertrag auf 8 Jahre für ihre gemeinsam zu betreibende Hütte in les Combes de Chaillexon auf französischem Gebiet

1831 Fortführung der Hütte durch Ros. Guinand, um 1834 wohl mit Hilfe von Al. Berthet

1835 Daguet tritt aus diesem Unternehmen aus

Vor Ende 1845 wird diese Hütte stillgelegt

Ros. Guinand stirbt 1849

A. Berthet stirbt 1875.

Rosalie Guinand und Th. Daguet richten sich seit 1831 auf eine Hütte in Solothurn ein, die wohl 1835 eröffnet wird

1845 scheidet Ros. Guinand aus diesem Betriebe aus.

1857 die Hütte wird stillgelegt

1858/60 fruchtlose Beziehungen nach Genf

1861 Errichtung einer Hütte in Freiburg

Th. Daguet stirbt 1870

Oskar Daguet stirbt 1875.

M. v. Rohr.

Nachdruck verboten.

Verantwortlich für die Redaktion: Oberregierungsrat Professor Dr. F. Göpel in Charlottenburg.
Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Kuratorium:

Prof. Dr. **E. Kohlschütter** in Potsdam, Vorsitzender, Prof. Dr. **R. Straubel** in Jena, Prof. Dr. **F. Weidert** in Berlin-Zehlendorf, geschäftsführendes Mitglied.

Schriftleitung: Oberregierungsrat Prof. Dr. **F. Göpel** in Charlottenburg-Berlin.

XLVI. Jahrgang. **Dezember 1926.** Zwölftes Heft.

Über die Deformation doppelmetallischer Reifen durch Temperaturänderungen.

Von

H. Bock in Hamburg.

Im folgenden soll gezeigt werden, wie man den Deformationsvorgang bimetallischer Reifen mit den gewöhnlichen Hilfsmitteln der technischen Mechanik klarstellen und dabei zu quantitativen Resultaten gelangen kann.

Voraussichtlich wird es eines Tages dazu kommen, daß diese zarten und nur schwer richtig einstellbaren Gebilde aus dem Chronometerbau ganz verschwinden, zumal sie auch unter der Einwirkung der Zentrifugalkraft zu leiden haben (vgl. den Aufsatz von Blasius in *dieser Zeitschr.* **39.** *S. 19—27. 1919*). Vorläufig freilich muß man noch mit den aufgeschnittenen Doppelreifen rechnen, besonders seit es Guillaume gelungen ist, in seiner Nickelstahl-Integralbalance eine Konstruktion dieser Art zu schaffen, die den höchstgesteigerten Ansprüchen genügt. Er verwendet bimetallische aufgeschnittene Reifen aus Messing und 44prozentigem Nickelstahl. Da der Ausdehnungskoeffizient des Messings mit wachsender Temperatur selbst zunimmt, der des Nickelstahls dagegen kleiner wird, so ergibt sich bei richtiger Wahl der Verhältnisse eine mit zunehmender Temperatur immer rascher werdende Zusammenkrümmung der Reifen, was zu der Temperaturempfindlichkeit des Elastizitätsmoduls der normalen Stahlspirale so gut paßt, daß die Kompensation in vollendeter Weise gelingt und die lästigen „Sekundärfehler“ fast restlos verschwinden.

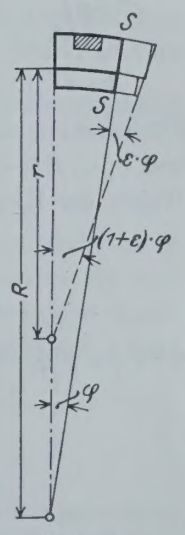


Fig. 1.

Aus Gründen der Einfachheit werden wir hier natürlich auf die Berücksichtigung der sekundären Temperaturdehnung Verzicht leisten und daher in der Beziehung $l = l_0 \cdot (1 + \alpha \cdot t + \beta \cdot t^2)$ den Koeffizienten β gleich Null setzen. Damit werden alle Deformationen lineare Funktionen der Temperatur.

Betrachten wir zunächst einmal ein aus der Reifemitte herausgegriffenes kurzes Stück des bimetallischen Reifens mit dem ursprünglichen Radius R und dem Zentriwinkel φ. Die der Temperatur $t = 0$ zugeordnete Normalform des Stückes ist in Fig. 1 stark ausgezogen. Nimmt nun die Temperatur um t Grade zu, so verlängern sich die zunächst als nicht zusammengeschmolzen vorgestellten Lamellen des Reifens

in verschiedenem Maß; die so zustande kommenden Zuwüchse sind in der Figur dünn ausgezogen. Sie betragen für die Außenlamelle

$$R \cdot \varphi \cdot \alpha_1 \cdot t$$

und für die innere

$$R \cdot \varphi \cdot \alpha_2 \cdot t$$

Längeneinheiten. In Fig. 2 sind die Zuwüchse noch einmal in vergrößertem Maßstabe und ohne Reifenkrümmung zur Darstellung gebracht. Letzteres ist zulässig, weil die Zusatzstrecken $R \cdot \varphi \cdot \alpha \cdot t$ klein höherer Ordnung sind. — Die beiden Lamellen des Ringes sind aber in Wirklichkeit zusammengeschmolzen, und die treppenartige Form des gedehnten Stückes kann nicht der endgültige Zustand sein. Vielmehr muß sich die in Fig. 1 mit SS bezeichnete radiale Ebene nach der Deformation etwa so einstellen, wie es in Fig. 2 durch die Gerade $S_1 S_1$ angedeutet ist; daß nämlich die ursprünglich ebenen Querschnitte des freien unbelasteten Doppelreifens auch nach der Verkrümmung eben bleiben müssen, verlangt die Symmetrie, wofern man sich hinreichend weit von seinen Enden abhält, sagen wir einmal um mindestens das Dreifache der Reifenstärke. Gegen die Enden hin sind nicht mehr alle Querschnitte gleichwertig, und Schlüsse „aus Symmetriegründen" werden hinfällig. Hierauf kommen wir noch zurück.

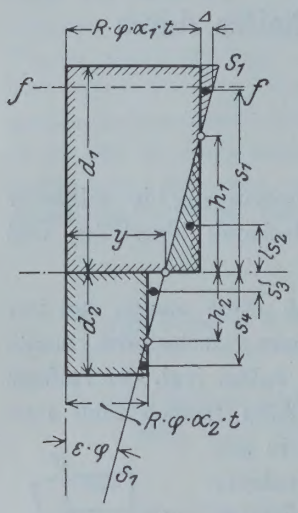


Fig. 2.

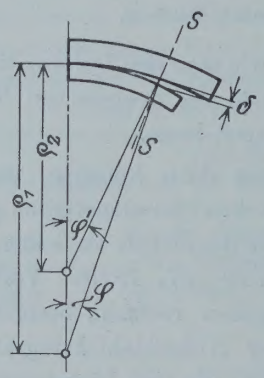


Fig. 3.

Es könnten Zweifel auftauchen, ob es nicht auch nötig wäre, das in Fig. 3 dargestellte Auseinanderklaffen der beiden Lamellen zu berücksichtigen, das dadurch eintritt, daß die beiden Krümmungsradien der sich im Normalzustande berührenden inneren Flächen durch die Erhitzung verschieden geworden sind. Es ist nämlich $\varrho_1 = R \cdot (1 + \alpha_1 t)$ und $\varrho_2 = R(1 + \alpha_2 t)$. Um das beurteilen zu können, berechnen wir den Abstand. Wegen der Kleinheit der Winkel φ gilt gut approximiert:

$$\delta = \varrho_2 (1 - \cos \varphi') - \varrho_1 \cdot (1 - \cos \varphi),$$

$$= \varrho_2 \frac{\varphi'^2}{2} - \varrho_1 \frac{\varphi^2}{2},$$

oder da $\varphi \cdot \varrho_1 = \varphi' \cdot \varrho_2$:

$$\delta = \varrho_1 \cdot \frac{\varphi^2}{2} \cdot \left(\frac{\varrho_1}{\varrho_2} - 1 \right),$$

$$= R \cdot \frac{\varphi^2}{2} \cdot (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot t.$$

Somit ist δ gegenüber der tangentialen Wärmedehnung $R \cdot \varphi \cdot \alpha \cdot t$ klein höherer Ordnung; dazu kommt, daß die nachträgliche Zusammenkrümmung sowohl durch Biegungs- als durch Gleitungsdeformation bestritten wird und demgemäß relativ leicht vonstatten geht. — Wir entschließen uns deshalb, δ von vornherein außer acht zu lassen.

Um nun aber die Treppenform der Lamellenfront in die abgeschrägte Gestalt $S_1 S_1$ überzuführen, sind in bestimmter Weise über die Front verteilte Normal-

spannungen notwendig, die die erforderlichen Deformationen erzwingen. Zur Bestimmung ihrer Größe und Lage reichen die Gleichgewichtsbedingungen hin; da nämlich der rechts von $S_1 S_1$ liegende Teilkörper des Reifens ohne eingeprägte Kräfte ist, wie der ganze Reifen überhaupt, so dürfen die Zwangskräfte an der Stirn $S_1 S_1$ weder eine Resultante noch ein resultierendes Kräftepaar haben, d. h. sie müssen sich selbst im Gleichgewicht halten.

Charakteristisch für die Lage von $S_1 S_1$ ist der Winkel $\varepsilon \cdot \varphi$, den die ursprüngliche und die Endlage der Front miteinander bilden, sowie die Strecke y, die die Wärmedehnung in der Unstetigkeitsfläche bedeutet, wo die beiden Medien verschiedenen Elastizitätsmoduls und verschiedenen Ausdehnungskoeffizienten aneinander stoßen.

Nach Ermittelung von ε und y folgt der neue Krümmungsradius r, in den R durch die Temperaturerhöhung übergeht, gemäß Fig. 1 aus der Gleichung:

$$R \cdot \varphi + y = r \cdot \varphi \cdot (1 + \varepsilon) \qquad 1)$$

oder

$$r \simeq \left(R + \frac{y}{\varphi}\right) \cdot (1 - \varepsilon), \qquad 2)$$

denn ε ist eine kleine Zahl. Daß aber der deformierte Reifen, von den Enden abgesehen, ebenfalls Kreisgestalt haben muß, folgt wieder aus Symmetriegründen.

Der zur Ermittlung von ε und y dienenden Untersuchung legen wir das Hookesche Gesetz zu grunde, d. h. wir nehmen an, daß sich sämtliche Deformationen innerhalb der Proportionalitätsgrenze halten, wie es ja in der „strengen" mathematischen Elastizitätstheorie allgemein geschieht. Die später erfolgende Bestimmung der Zug- und Druckbeanspruchungen wird zu erweisen haben, ob diese Annahme richtig war. Das ist freilich kein geradliniger Gedankengang, aber einen anderen gibt es nicht, solange man nicht im Besitze eines schärfer formulierten Dehnungsgesetzes ist.

In den Gleichungen wird der oberen Messinglamelle der Index 1 zugeordnet werden und der Stahllamelle die 2. Die in Fig. 2 mit ff bezeichnete Faser erleidet die spezifische Dehnung $\frac{\Delta}{R \cdot \varphi (1 + \alpha_1 \cdot t)}$, und demgemäß herrscht in ihr die Zugspannung

$$\sigma_1 = \frac{\Delta}{R \cdot \varphi (1 + \alpha_1 \cdot t)} \cdot E_1 \text{ kg/cm}^2, \qquad 3)$$

worin der Nenner die gesamte Länge der bereits erwärmten, aber noch nicht unter Spannung gesetzten Faser ff bedeutet. Für die untere Lamelle gilt dasselbe mit den Indizes 2. Wir denken uns also die Deformationen durch Erhitzung und durch Spannung nacheinander erfolgend; das ist erlaubt, weil sie beide voneinander unabhängig sind, was man leicht so einsieht: die Dehnung Δ beträgt:

$$\Delta = \left[\frac{\sigma}{\varepsilon} \cdot R \cdot \varphi\right] \cdot (1 + \alpha t) = \frac{\sigma}{\varepsilon} \cdot [R \cdot \varphi \cdot (1 + \alpha t)],$$

wobei jedesmal die in der eckigen Klammer stehende Operation zuerst auszuführen ist, links also die mechanische und rechts die Temperaturdehnung. Die Zulässigkeit dieser Superposition der Wirkungen ist hier also weiter nichts als das assoziative Gesetz der Algebra. Der physikalische Grund für die Zulässigkeit der Vertauschung und Summierung der Wirkungen besteht natürlich in der linearen Form der beiden Ausdehnungsgesetze.

Wir dürfen also jetzt die mit dem Faktor $\frac{E_1}{R \cdot \varphi (1 + \alpha_1 \cdot t)}$ bzw. $\frac{E_2}{R \cdot \varphi (1 + \alpha_2 \cdot t)}$

multiplizierten schraffierten Dreiecke der Fig. 2 direkt als die Belastungen betrachten, denen die Aufgabe zufällt, die unstetige treppenförmige Front in die geradlinige, schrägliegende Gestalt $S_1 S_1$ überzuführen. Denn die Ordinaten dieser Dreiecke sind ja die Dehnungen Δ.

Die Gleichgewichtsbedingungen verlangen nun einmal das Verschwinden der Summe aller Kräfte und weiter das ihrer Momente auf irgendeine Drehachse, z. B. auf eine in der Unstetigkeitsfläche senkrecht zur Zeichenfläche gelegene Gerade. Die vier Belastungsdreiecke haben der Reihe nach von oben nach unten die Inhalte:

$$\left.\begin{aligned} F_1 &= \frac{\varepsilon \cdot \varphi}{\alpha} \cdot (d_1 - h_1)^2, \\ F_2 &= \frac{\varepsilon \cdot \varphi}{\alpha} \cdot h_1^2, \\ F_3 &= \frac{\varepsilon \cdot \varphi}{\alpha} \cdot h_2^2, \\ F_4 &= \frac{\varepsilon \cdot \varphi}{\alpha} \cdot (d_2 - h_2)^2, \end{aligned}\right\} \qquad 4)$$

und ihre Schwerpunktabstände von der angenommenen Drehachse sind:

$$\left.\begin{aligned} s_1 &= \frac{2}{3} d_1 + \frac{h_1}{3}, \\ s_2 &= \frac{h_1}{3}, \\ s_3 &= \frac{h_2}{3}, \\ s_4 &= \frac{2}{3} d_2 + \frac{h_2}{3}. \end{aligned}\right\} \qquad 5)$$

Unter Berücksichtigung der Vorzeichen lauten die Gleichgewichtsbedingungen jetzt so:

$$\frac{E_1 \cdot (F_1 - F_2)}{R \cdot \varphi (1 + \alpha_1 \cdot t)} + \frac{E_2 \cdot (F_3 - F_4)}{R \cdot \varphi (1 + \alpha_2 \cdot t)} = 0, \qquad 6)$$

oder

$$F_1 - F_2 + K \cdot (F_3 - F_4), \qquad 7)$$

worin abkürzungsweise gesetzt ist:

$$\frac{E_2}{E_1} \cdot [1 + (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot t] = K. \qquad 8)$$

Weiter kommt durch Nullsetzen der auf die Drehachse bezogenen Momente:

$$F_1 \cdot s_1 - F_2 \cdot s_2 - K \cdot (F_3 \cdot s_3 - F_4 \cdot s_4) = 0. \qquad 9)$$

Führt man nun die Werte aus 4) und 5) in die Gleichgewichtsbedingungen 7) und 9) ein, so ergeben sich zwei Bestimmungsgleichungen für h_1 und h_2, deren Lösung die Ausdrücke liefert:

$$h_1 = \frac{4 + 3 \cdot \eta + K \cdot \eta^3}{6 \cdot (1 + \eta)} \cdot d_1, \qquad 10)$$

$$h_2 = \frac{4 \cdot \eta + 3 + \frac{1}{K \cdot \eta^2}}{6 (1 + \eta)} \cdot d_2, \qquad 11)$$

worin unter η das Verhältnis der Lamellenstärke zu verstehen ist:

$$\eta = \frac{d_2}{d_1}. \qquad 12)$$

Vermöge des Eingehens von K werden die h zu Funktionen der Temperatur. Da aber gemäß Gl. 8) der Unterschied zwischen $\frac{E_2}{E_1}$ und K von höherer Ordnung klein ist, so kann man beide Werte einander mit großer Näherung gleichsetzen, wodurch die beiden h von dem Ausdehnungskoeffizienten und von der Temperatur unabhängig werden.

Jetzt lassen sich die charakteristischen Koordinaten ε und y von $S_1 S_1$ ermitteln. Gemäß Fig. 2 ist:

$$\varepsilon \cdot \varphi = \frac{R \cdot \varphi \cdot (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot t}{h_1 + h_2} \qquad 13)$$

und

$$y = R \cdot \varphi \cdot \alpha_2 \cdot t = R \cdot \varphi \, (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot t \cdot \frac{h_2}{h_1 + h_2},$$

also

$$y = \frac{\alpha_1 \cdot h_2 + \alpha_2 \cdot h_1}{h_1 + h_2} \cdot R \cdot \varphi \cdot t. \qquad 14)$$

Schließlich liefert uns Gl. 2) den verkleinerten Krümmungsradius:

$$r = \left(R + \frac{y}{\varphi}\right) \cdot (1 - \varepsilon),$$

oder mit Rücksicht auf die Kleinheit der beiden zweiten Klammerterme approximiert:

$$\left.\begin{aligned} R - r &= R \cdot \varepsilon - \frac{y}{\varphi}, \\ R - r &= R \cdot \frac{R\,(\alpha_1 - \alpha_2) - (\alpha_1 h_2 + \alpha_2 h_1)}{h_1 + h_2} \cdot t. \end{aligned}\right\} \qquad 15)$$

Hierin ist das zweite Zählerglied gegenüber dem ersten wegen der Kleinheit der h für eine erste Näherung vernachlässigbar.

Die Ausdrücke 10), 11), 13), 14) und 15) liefern uns die Hilfsmittel zur Bestimmung der Situation nach erfolgter Erwärmung.

Nun wäre noch festzustellen, in welchem Maße sich ein auf den Reifen gesetztes Belastungsschräubchen bei eintretender Erwärmung der Unruh-Drehachse nähert. Auch diese Aufgabe läßt sich an Hand von Fig. 4 wegen der Geringfügigkeit der auftretenden Dilatation mit einfachen algebraischen Ausdrücken erledigen.

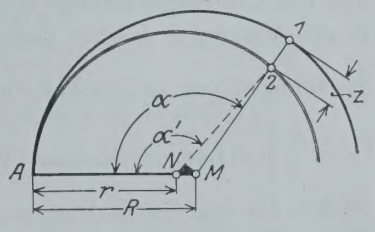


Fig. 4.

Der ausgezogene Halbkreis der Figur stellt den bei A an der Speiche befestigten Reifen in seiner ursprünglichen spannungslosen Form dar, der Innenkreis dagegen die Gestalt, die er nach eingetretener Temperaturdeformation annimmt. Dabei hat sich irgendein beliebiger Reifenpunkt, z. B. der, der ein Belastungsschräubchen trägt, von Punkt 1 nach 2 bewegt, und es gilt jetzt, seine Annäherung an die Drehachse M zu ermitteln. Abgesehen von der verschwindend kleinen Längenänderung $\Sigma(y)$ (siehe Gl. 14) des Reifens muß $r \cdot \alpha' = R \cdot \alpha$ sein; da sich aber R und r gemäß 15) nur wenig voneinander unterscheiden, so darf man hier α' unbedenklich mit α identifizieren. Demgemäß gilt mit großer Näherung:

$$z + (R - r) \cdot \cos \alpha + r = R, \qquad 16)$$

oder

$$z = 2 \cdot (R - r) \cdot \sin^2 \frac{\alpha}{2}. \qquad 17)$$

Formel 17) gestattet uns die Annäherung irgendeiner Belastungsschraube an die Achse und die damit verbundene Verkleinerung des dynamischen Trägheitsmomentes ziemlich genau abzuschätzen.

Anmerkung: Die hier entwickelte Theorie setzt voraus, daß die in Fig. 2 dargestellten tangentialen Zug- und Druckspannungen eines beliebigen radialen Reifenquerschnitts auch an den beiden freien Endquerschnitten wirksam sind; da die letzteren aber in Wirklichkeit kräftefrei sind, so tritt nach den beiden Enden zu eine Randstörung ein, die die angegebenen Formeln für eben diese Enden ungültig macht. Wie bereits erwähnt, macht das aber bei der im Verhältnis zu den d großen Reifenlänge so wenig aus, daß der Wert der Ableitungen dadurch keine Einbuße erleidet. — Weiter ist bemerkenswert, daß wegen der Gleichwertigkeit aller radialen Reifenquerschnitte in keiner der konzentrisch gelegenen zylindrischen Flächen im Reifeninnern Schubbeanspruchungen auftreten können, auch nicht in der zu diesen Flächen gehörigen Diskontinuitätsfläche zwischen Stahl und Messing; denn sonst wäre die Summe der tangential gerichteten Kräfte an einem Reifenstück, wie es in Fig. 1 schraffiert ist, nicht Null. Nach dem Reziprozitätsgesetz der Schubspannungen müssen daher auch die Radialquerschnitte selbst schubspannungsfrei sein.

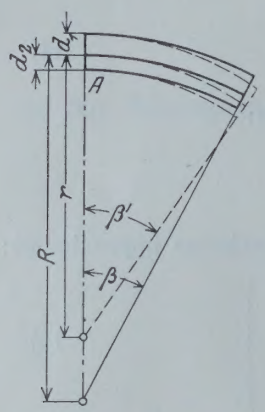


Fig. 5.

Es verlohnt sich, einen Vergleich der bisher gewonnenen Ergebnisse anzustellen mit einer einfachen geometrischen Betrachtung der bimetallischen Reifen, wie sie wohl gelegentlich vorgenommen wird. In Fig. 5 ist ein spannungsloser Reifenteil ausgezogen dargestellt und darunter gestrichelt seine deformierte Gestalt. A ist der Ansatzpunkt der Speiche. Vor der Erwärmung beträgt die mittlere Länge der Messinglamelle $\left(R + \frac{d_1}{2}\right) \cdot \beta$ und die der stählernen $\left(R - \frac{d_1}{2}\right) \cdot \beta$ Längeneinheiten. Denkt man sich die Unstetigkeitsfläche der beiden als eine wirkliche Trennfuge, so können die Wärmedehnungen beider Lamellen unabhängig voneinander und ohne Eintritt von Spannungen vor sich gehen, und ihre Längen gehen jetzt über in $\left(r + \frac{d_1}{2}\right) \cdot \beta'$ bzw. $\left(r - \frac{d_2}{2}\right) \cdot \beta'$ Längeneinheiten. Weil aber der Krümmungsradius des Messingringes mehr wächst als der des Stahles, so würden die Reifen ihre Berührung verlieren, wenn die Trennfuge nicht imstande wäre, Zug zu übermitteln, trotz ihrer vorausgesetzten Widerstandslosigkeit gegen Schub. Durch diesen Zug und die von ihm bewirkte Zusammenkrümmung der Lamellen entsteht eine geringe zusätzliche Biegungsbeanspruchung, die wie oben so auch hier außer acht gelassen werden möge. Vermöge des linearen Ausdehnungsgesetzes bestehen nun die Beziehungen:

$$\left.\begin{aligned} \left(r + \frac{d_1}{2}\right) \cdot \beta' &= \left(R + \frac{d_1}{2}\right) \cdot \beta, \\ \left(r - \frac{d_2}{2}\right) \cdot \beta' &= \left(R - \frac{d_2}{2}\right) \cdot \beta. \end{aligned}\right\} \qquad 18)$$

Durch Division der Gleichungen kommt in Rücksicht auf die Kleinheit von d gegenüber den Radien nach einfacher Umformung sehr genähert:

$$R - r = \frac{2 \cdot R^2}{d_1 + d_2} (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot t. \qquad 19)$$

Der Vergleich dieser rein geometrischen Näherungsformel mit 15) zeigt, daß bei Vernachlässigung des zweiten Zählertermes von 15) folgende Beziehung bestehen müßte, wenn 19) Anspruch auf Gültigkeit machen könnte:

$$2 \cdot (h_1 + h_2) = d_1 + d_2.$$

Unter Berücksichtigung der Werte aus 10) und 11) ergibt sich, daß diese Gleichung nur dann erfüllt ist, wenn $K \cdot \eta^3$ gleich -1 ist; dieser Fall ist aber unmöglich, da weder K noch η negativ sein kann. Damit ist die Unzulänglichkeit der Formel 19) dargetan.

Die nächste Aufgabe ist, die Veränderung des Schwungmomentes (Gewichte multipliziert mit den Quadraten der Trägheitsradien) zu ermitteln, die die halbe Unruh der in Fig. 6 dargestellten Bauart pro Grad Erwärmung erleidet. Im spannungslosen Normalzustande beläuft sich das Schwungmoment bei Einführung mittlerer Halbmesser als Trägheitsradien auf:

$$\Theta_1 = G_1 \cdot \left(R + \frac{d_1}{2}\right)^2 + G_2 \cdot \left(R - \frac{d_2}{2}\right)^2 + G_3 R^2 + G_4 \cdot r_4^2 + G_5 r_5^2 + G_6 \cdot \frac{R^2}{3}. \qquad 20)$$

Die Einzelschwungmomente der Belastungsschrauben sind in diesem Ausdruck unberücksichtigt geblieben.

Bei Erwärmung nimmt der halbe Reifen die in Fig. 4 mit Doppellinie angedeutete neue Kreisgestalt an, und außerdem dehnt sich die ihn tragende Speiche. Bei einer Überschlagsrechnung brauchen wir aber auf letzteren Umstand keine Rücksicht zu nehmen, weil sein Einfluß in praxi rund 150 mal geringer ist als der der Verkleinerung des Krümmungsradius. Wir stellen uns also vor, daß der deformierte Reifen ein Halbkreis mit dem neuen Krümmungsmittelpunkt N (siehe Fig. 4) sei und setzen das Schwungmoment nach erfolgter Erwärmung so an:

$$\left.\begin{aligned} \Theta_2 = {} & G_1 \left(r + \frac{d_1}{2}\right)^2 + G_2 \left(r - \frac{d_2}{2}\right)^2 + (G_1 + G_2)(R - r)^2 \\ & + G_3 \cdot (R - z)^2 + \left(G_4 \cdot r_4^2 + G_5 \cdot r_5^2 + G_6 \cdot \frac{R^2}{3}\right) \cdot (1 + 2 \cdot \alpha_2 \cdot t) \end{aligned}\right\} \qquad 21)$$

Somit kommt als Zuwachs für die Temperatursteigerung t:

$$\left.\begin{aligned} \Theta_2 - \Theta_1 = {} & -(R - r) \cdot \left[2 R (G_1 + G_2) + G_1 d_1 - G_2 d_2 + 4 G_3 \cdot R \cdot \sin^2 \frac{\alpha}{2}\right] \\ & + \left(G_4 r_4^2 + G_5 r_5^2 + G_6 \cdot \frac{R^2}{3}\right) \cdot 2 \cdot \alpha_2 t. \end{aligned}\right\} \qquad 22)$$

α_2 ist der Ausdehnungskoeffizient des Stahles, und $R - r$ ist aus Gleichung 15) einzuführen.

Eine weitere Frage ist, wie groß der durch Gl. 22) ausgedrückte Zuwachs des Schwungmomentes werden muß, wenn die vorliegende Unruh zusammen mit einer normalen Stahlspirale befriedigend arbeiten soll.

Maßgeblich ist die Gleichung für die Schwingungsdauer der isochronischen Unruh, die für unsere Zwecke in der Form geschrieben werden kann:

$$T = k \cdot \sqrt{\frac{\Theta}{E}}, \qquad 23)$$

worin Θ das Schwungmoment des Kranzes und E der Elastizitätsmodul der Spirale ist. Durch logarithmisches Differenzieren kommt:

$$2 \cdot \frac{dT}{T} = \frac{d\Theta}{\Theta} - \frac{dE}{E}.$$

Die linke Seite soll bei vollkommener Kompensation verschwinden; da die Temperatur t das unabhängige Argument ist, so muß also gelten:

$$\frac{1}{\Theta} \cdot \frac{d\Theta}{dt} = \frac{1}{E} \cdot \frac{dE}{dt}. \qquad 24)$$

Es ist somit nötig, die Temperaturvariation des Elastizitätsmoduls der Spirale zu ermitteln. Das kann leicht wie folgt geschehen. Man führe in Gl. 23) die Temperaturabhängigkeit von Θ und E in einfacher linearer Form ein:

$$T = k \cdot \sqrt{\frac{\Theta \cdot (1 + \alpha t)^2}{E(1 - \beta t)}}. \qquad 25)$$

Da nun ein Chronometer mit massiver Messingunruh pro Tag und Grad erfahrungsgemäß rund 10 sek abweicht, der Ausdehnungskoeffizient des Messings aber rund 19 Millionstel beträgt, so folgt gemäß Gl. 25):

$$\frac{1}{T} \cdot \frac{dT}{dt} \simeq \alpha + \frac{\beta}{2} \qquad 26)$$

oder in Zahlen:

$$\frac{10}{24 \cdot 60^2} = 19 \cdot 10^{-6} + \frac{\beta}{2};$$

also:

$$\beta = 2 \cdot 10^{-4}.$$

Die Näherung

$$E = 22 \cdot 10^6 \cdot (1 - 2 \cdot 10^{-4}) \text{ g/mm}^2 \qquad 27)$$

dürfte für den in Betracht kommenden engen Bereich zum Zwecke einer Abschätzung genügen.

Die Forderung der Kompensation gipfelt also nach den Gleichungen 15), 20), 22), 24) und 27) in der Erfüllung der Beziehung:

$$R^2 \cdot \frac{R(\alpha_1 - \alpha_2) - \alpha_1 h_2 - \alpha_2 h_1}{\Theta \cdot (h_1 + h_2)} \cdot \left(2G_1 + 2G_2 + 4G_3 \cdot \sin^2 \frac{\alpha}{2}\right) - \frac{2 \cdot \alpha_2 \cdot G_4 \cdot r_4^2}{\Theta} = 2 \cdot 10^{-4}. \qquad 28)$$

Einige zahlenmäßig belanglose Glieder sind in dieser Formel ausgelassen. Zu ihrer Benutzung müssen die für die Lage der neutralen Fasern maßgeblichen Strecken h_1 und h_2 aus 10) und 11) sowie Θ aus 20) ausgerechnet werden.

Die in den beiden verschiedenen Reifenmaterialien auftretenden Wärmespannungen sind nach Fig. 2 am größten in unmittelbarer Nachbarschaft der Diskontinuitätsfläche, wofern die h größer als die Hälfte der zugehörigen d sind, was meistens der Fall st. Die Druckspannung in der untersten Faser der Messinglamelle ergibt sich nach Gl. 3) zu:

$$\sigma_1 = -\frac{R\varphi\alpha_1 \cdot t - y}{R\varphi(1 + \alpha_1 \cdot t)} \cdot E_1,$$

oder mit Rücksicht auf 14) genähert:

$$\sigma_1 = -\frac{h_1}{h_1 + h_2} \cdot E_1 \cdot (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot t \text{ g/mm}^2 \qquad 29)$$

und analog:

$$\sigma_2 = +\frac{h_2}{h_1 + h_2} E_2 (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot t \text{ g/mm}^2. \qquad 30)$$

Zur Gewinnung näherer Einsicht möge ein Zahlenbeispiel durchgeführt werden. Ohne numerische Exekutive ist bei technischen Untersuchungen der vorliegenden Art volles Verständnis nur schwer möglich, und man ist vor unliebsamen Überraschungen nicht sicher; insbesondere lassen sich ohne sie die wegen ihrer Kleinheit unmaßgeblichen Terme kaum erkennen.

Wir legen unserer Rechnung gemäß Fig. 6 folgende Zahlenwerte zugrunde, wobei als Maßeinheiten Gramm und Millimeter benutzt werden:

	Spezifisches Gewicht	Elastizitätsmodul	Ausdehnungskoeffizient
Messing:	0,0085	$7 \cdot 10^3$	$19 \cdot 10^{-6}$
Stahl:	0,0078	$22 \cdot 10^3$	$12 \cdot 10^{-6}$

Die in der Figur angegebenen Gewichte mögen folgende, den bezeichneten Dimensionen entsprechenden Werte haben: $G_1 = 1{,}2$, $G_2 = 0{,}5$, $G_3 = 2$, $G_4 = 0{,}55$, $G_5 = 0{,}06$ und $G_6 = 0{,}23$ Gramm.

Die maßgeblichen Längen sollen betragen: $d_1 = 0{,}8$, $d_2 = 0{,}4$, $R = 15$, $r_4 = 18$ und $r_5 = 13{,}5$ mm.

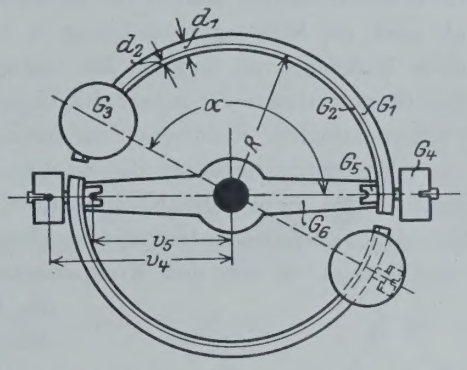


Fig. 6.

Zunächst sind die Strecken h aus den Gleichungen 10) und 11) zu bestimmen, die die Lagen der neutralen Fasern beider Lamellen kennzeichnen. Die Ausrechnung liefert: $h_1 = 0{,}523$ und $h_2 = 0{,}279$ mm. Es bietet Interesse, nunmehr aus Gl. 15) den Wert für die Änderung des Krümmungsradius $R - r = 0{,}00174 \cdot t$ kennen zu lernen. Weiter liefert Gl. 20) die Größe des ursprünglichen Schwungmomentes $\Theta_1 = 1050$ g/mm².

Setzt man die auf diese Weise gewonnenen Zahlenwerte in die Hauptgleichung 28) ein, so wird diese zu einer Bestimmungsgleichung für den Montagewinkel α der Schwunggewichte (vgl. Fig. 6); die Auswertung liefert:

$$\sin^2 \frac{\alpha}{2} = 0{,}6, \quad \text{also} \quad \alpha = 101^0.$$

Die Unruh wäre also in der gezeichneten Einstellung überkompensiert, und die Gewichte müßten etwas von den Enden zurückgesetzt werden.

Schließlich sollen uns die Gleichungen 29) und 30) noch die thermischen Normalspannungen in den Querschnitten liefern. Durch Einsetzen der Zahlenwerte kommt:

$$\sigma_1 = -32 \cdot t \quad \text{g/(mm)}^2$$
$$\sigma_2 = +53{,}5 \cdot t \quad \text{„} \quad .$$

Das sind selbst bei abnormen Temperaturen geringe Beanspruchungen, zu denen sich aber noch die bereits erwähnte Wirkung der Zentrifugalbeschleunigung gesellt. Hierauf näher einzugehen, ist hier nicht der Ort; es sei noch einmal auf die eingangs erwähnte Arbeit hingewiesen und auf die Tatsache, daß die Guillaumesche Integralbalance so stark ausgeführt werden kann, daß ihr die Zentrifugalkräfte nichts anzuhaben vermögen.

Zusammenfassung.

Auf Grund der einfachen technischen Elastizitätstheorie werden Formeln für die Temperatur-Deformation doppelmetallischer Reifen abgeleitet; es wird rechnerisch gezeigt, wie die Kompensation der Elastizitätsvariation des Spiralenstahls erreicht werden kann und welche Eigenspannungen in den Reifen auftreten.

Über durch Spiegelsysteme bewirkte Änderung der Richtung und Schwingungsebene eines optischen Strahlenbündels.

Von

Dr. Johannes Picht in Potsdam.

Bei vielen Fragen der angewandten Geophysik werden optische Registriervorrichtungen gebraucht, bei denen ein Strahlenbündel auf einen ebenen Spiegel fällt, der um eine zur Spiegelebene parallele Gerade schwingt. Das Strahlenbündel wird je nach der augenblicklichen Lage des Spiegels von diesem nach verschiedenen Richtungen zurückgeworfen. Es ändert also nach der Reflexion — um eine Ruhelage schwingend — dauernd seine Richtung im Raume. Oft ist es nun erforderlich, durch einige weitere feststehende Spiegel sowohl die Richtung der Ruhelage des reflektierten Strahlenbündels als auch die Schwingungsrichtung, d. h. die Lage der Schwingungsebene, in bezug auf diese Ruhelage, zu ändern. Im folgenden sollen einige Formeln hergeleitet werden, die es gestatten, die neuen Richtungen der Ruhelage sowie der Schwingungsebene nach mehrfachen Reflexionen an feststehenden Spiegeln zu berechnen.

Wir charakterisieren das Strahlenbündel, das wir als parallel voraussetzen, durch einen Vektor $\mathfrak{S}$ mit den Komponenten α, β, γ, wenn α, β, γ die Richtungskosinus des Strahlenbündels sind. Der absolute Betrag von $\mathfrak{S}$ ist gleich 1. Die Spiegel seien durch ihre Normale $\mathfrak{N}$ mit den Komponenten λ, μ, ν gekennzeichnet, wobei wieder λ, μ, ν die Richtungskosinus der Normalen seien. Es ist demnach auch $|\mathfrak{N}| = 1$. Die verschiedenen Spiegel sowie die zugehörigen einfallenden und reflektierten Strahlenbündel seien durch Indizes 1, 2, 3, ..., n unterschieden, die reflektierten von den einfallenden Strahlen außerdem durch einen oben angefügten Strich. Der Kosinus des Winkels zwischen Spiegelnormale und zugehörigem Lichtstrahl sei δ, zwischen einfallendem und reflektiertem Lichtstrahl ϑ. Das Reflexionsgesetz sagt bekanntlich aus, daß einfallender Strahl, Einfallslot und reflektierter Strahl in der gleichen Ebene liegen, und daß der Einfallswinkel gleich dem Reflexionswinkel ist. Vektoriell können wir dies durch die Gleichungen

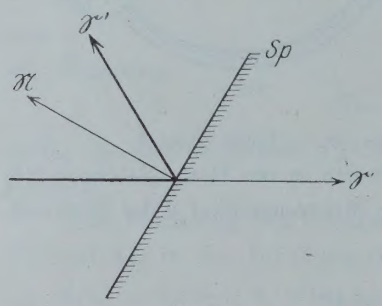


Fig. 1.

$$[-\mathfrak{S}, \mathfrak{N}] = [\mathfrak{N}, \mathfrak{S}'] \qquad 1a) \qquad \text{und} \qquad (-\mathfrak{S}, \mathfrak{N}) = (\mathfrak{N}, \mathfrak{S}') \qquad 1b)$$

ausdrücken (Fig. 1). Berücksichtigen wir, daß $\mathfrak{S}$ und $\mathfrak{S}'$ definitionsgemäß Einheitsvektoren sind, so genügt die erste der angegebenen Vektorgleichungen.

Durch vektorielle Multiplikation mit $\mathfrak{N}$ erhalten wir aus 1a):

$$[[-\mathfrak{S}, \mathfrak{N}], \mathfrak{N}] = [[\mathfrak{N}, \mathfrak{S}'], \mathfrak{N}]$$
$$\mathfrak{S} - \mathfrak{N}(\mathfrak{S}, \mathfrak{N}) = \mathfrak{S}' - \mathfrak{N}(\mathfrak{S}', \mathfrak{N}),$$

woraus unter Berücksichtigung von 1b) folgt:

$$\mathfrak{S}' = \mathfrak{S} - 2\,\mathfrak{N}(\mathfrak{S}, \mathfrak{N}) = \mathfrak{S} - 2\,\delta\,\mathfrak{N}. \qquad 2a)$$

Dies ist identisch mit dem Gleichungstripel[1]):

$$\alpha' = \alpha - 2\,\lambda\,\delta; \qquad \beta' = \beta - 2\,\mu\,\delta; \qquad \gamma' = \gamma - 2\,\nu\,\delta. \qquad 2b)$$

[1]) Andere Herleitung von 2b): Die y- und z-Komponente von 1a) liefert:

Die Gleichungen 2a) und 2b) geben die Richtung des reflektierten Strahls, wenn die des einfallenden Strahls und der Spiegelnormalen gegeben sind. Ist umgekehrt die Richtung des einfallenden und die des reflektierten Strahls gegeben, so läßt sich die erforderliche Spiegellage aus der nachfolgend hergeleiteten Formel berechnen. Aus 2a) folgt einerseits:

$$\mathfrak{N} = \frac{\mathfrak{S} - \mathfrak{S}'}{2(\mathfrak{S}, \mathfrak{N})},$$

andererseits durch die skalare Multiplikation mit $\mathfrak{S}$:

$$(\mathfrak{S}, \mathfrak{S}') = 1 - 2(\mathfrak{S}, \mathfrak{N})^2, \qquad \text{also} \qquad 2(\mathfrak{S}, \mathfrak{N}) = \sqrt{2(1 - (\mathfrak{S}, \mathfrak{S}'))},$$

so daß:

$$\mathfrak{N} = \frac{\mathfrak{S} - \mathfrak{S}'}{\sqrt{2(1 - (\mathfrak{S}, \mathfrak{S}'))}} = \frac{\mathfrak{S} - \mathfrak{S}'}{\sqrt{2(1 - \vartheta)}} = \frac{\mathfrak{S} - \mathfrak{S}'}{|\mathfrak{S} - \mathfrak{S}'|}, \tag{3a}$$

Dies ist identisch mit dem Gleichungstripel[1]):

$$\lambda = \frac{\alpha - \alpha'}{\sqrt{2(1 - \vartheta)}}; \qquad \mu = \frac{\beta - \beta'}{\sqrt{2(1 - \vartheta)}}; \qquad \nu = \frac{\gamma - \gamma'}{\sqrt{2(1 - \vartheta)}}. \tag{3b}$$

Die vorstehenden Formeln gelten für einmalige Spiegelung. Sie lassen sich leicht für mehrfache Reflexion verallgemeinern. Aus den Formeln 2a) bzw. 2b) folgt sofort, wenn man noch beachtet, daß der am Spiegel $\mathfrak{N}_k$ reflektierte Lichtstrahl identisch ist mit dem einfallenden des Spiegels $\mathfrak{N}_{k+1}$:

$$\mathfrak{S}_n' = \mathfrak{S}_1 - 2\{\mathfrak{N}_1(\mathfrak{S}_1\,\mathfrak{N}_1) + \mathfrak{N}_2(\mathfrak{S}_2\,\mathfrak{N}_2) + \ldots + \mathfrak{N}_n(\mathfrak{S}_n, \mathfrak{N}_n)\} \tag{4a}$$

bzw.

$$\left.\begin{aligned} \alpha_n' &= \alpha_1 - 2(\lambda_1\delta_1 + \lambda_2\delta_2 + \ldots + \lambda_n\delta_n) \\ \beta_n' &= \beta_1 - 2(\mu_1\delta_1 + \mu_2\delta_2 + \ldots + \mu_n\delta_n) \\ \gamma_n' &= \gamma_1 - 2(\nu_1\delta_1 + \nu_2\delta_2 + \ldots + \nu_n\delta_n) \end{aligned}\right\} \tag{4b}$$

Selbstverständlich lassen sich diese Formeln noch so umformen, daß sich die Kenntnis der Lichtstrahlen zwischen den einzelnen Spiegeln erübrigt, daß also außer dem auf den ersten Spiegel auffallenden Lichtstrahl $\mathfrak{S}_1$ nur die Spiegelnormalen $\mathfrak{N}_1, \mathfrak{N}_2, \ldots, \mathfrak{N}_n$ in den Formeln auftreten, doch werden die so erhaltenen Formeln bereits bei Anwendung weniger Spiegel sehr umfangreich und wenig übersichtlich. Wir geben nachfolgend noch die entsprechende Formel für vier feste Spiegel. Es wird,

---

$$\left.\begin{aligned} \gamma' &= \gamma - \frac{\nu}{\lambda}(\alpha - \alpha'); \qquad \beta' = \beta - \frac{\mu}{\lambda}(\alpha - \alpha'). \\ \text{Dazu die Identität:} \qquad \alpha' &= \alpha - \frac{\lambda}{\lambda}(\alpha - \alpha'). \end{aligned}\right\} \tag{2c}$$

Diese drei Gleichungen quadriert und addiert, ergibt:

$$1 = 1 + \left(\frac{\alpha - \alpha'}{\lambda}\right)^2 - 2\left(\frac{\alpha - \alpha'}{\lambda}\right)\delta; \qquad \frac{\alpha - \alpha'}{\lambda}\cdot\left(\frac{\alpha - \alpha'}{\lambda} - 2\delta\right) = 0; \qquad \alpha' = \alpha - 2\lambda\delta.$$

Analog für β' und γ'.

[1]) Andere Herleitung von 3b): Aus 2c) folgt:

$$\frac{\lambda}{\lambda}(\alpha - \alpha') = \alpha - \alpha'; \qquad \frac{\mu}{\lambda}(\alpha - \alpha') = \beta - \beta'; \qquad \frac{\nu}{\lambda}(\alpha - \alpha') = \gamma - \gamma'.$$

Diese Gleichungen quadriert und addiert ergibt:

$$\left(\frac{\alpha - \alpha'}{\lambda}\right)^2 = 2(1 - \vartheta), \qquad \text{also:} \qquad \lambda = \frac{\alpha - \alpha'}{\sqrt{2(1 - \vartheta)}}.$$

Analog für μ und ν.

wenn wir noch den Kosinus des von zwei Spiegelnormalen gebildeten Winkels mit ω bezeichnen und die betreffenden Spiegelnormalen durch Indizes andeuten:

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{S}_4' = \mathfrak{S}_1 &- 2\{\mathfrak{N}_4(\mathfrak{S}_1, \mathfrak{N}_4) + [\mathfrak{N}_3 - 2\,\omega_{3,4}\,\mathfrak{N}_4](\mathfrak{S}_1\,\mathfrak{N}_3)\\ &+ [\mathfrak{N}_2 - 2\,\omega_{2,3}\,\mathfrak{N}_3 - (2\,\omega_{2,4} - 4\,\omega_{2,3}\,\omega_{3,4})\,\mathfrak{N}_4](\mathfrak{S}_1, \mathfrak{N}_2)\\ &+ [\mathfrak{N}_1 - 2\,\omega_{1,2}\,\mathfrak{N}_2 - (2\,\omega_{1,3} - 4\omega_{1,2}\,\omega_{2,3})\,\mathfrak{N}_3\\ &- (2\,\omega_{1,4} - 4\,\omega_{1,2}\,\omega_{2,4} - 4\,\omega_{1,3}\,\omega_{3,4} + 8\,\omega_{1,2}\,\omega_{2,3}\,\omega_{3,4})\,\mathfrak{N}_4](\mathfrak{S}_1\,\mathfrak{N}_1)\}.\end{aligned}\right\} \quad 5)$$

Bei drei Spiegeln fallen alle sich auf den vierten Spiegel beziehenden Glieder fort. Entsprechendes gilt für zwei Spiegel.

In den vorhergehenden Zeilen haben wir allein die durch mehrfache Reflexionen hervorgerufene Richtungsänderung (der Ruhelage) unseres Strahlenbündels betrachtet. Für die Änderung der Schwingungsebene gelten — wie man leicht erkennt — ganz analoge Formeln. Bezeichnen wir das aus der Ruhelage abgelenkte Strahlenbündel durch den Einheitsvektor $\mathfrak{T}$, so gelten zunächst für $\mathfrak{T}$ die gleichen Formeln wie oben für $\mathfrak{S}$. Nun ist aber $\mathfrak{T} = \mathfrak{S} + d\mathfrak{S}$ und entsprechend $\mathfrak{T}' = \mathfrak{S}' + d\mathfrak{S}'$, so daß:

$$\mathfrak{S}' + d\mathfrak{S}' = \mathfrak{S} + d\mathfrak{S} - 2\,\mathfrak{N}(\mathfrak{S}, \mathfrak{N}) - 2\,\mathfrak{N}(d\mathfrak{S}, \mathfrak{N})$$

und unter Berücksichtigung von 2a):

$$d\mathfrak{S}' = d\mathfrak{S} - 2\,\mathfrak{N}(d\mathfrak{S}, \mathfrak{N}). \quad 6)$$

Wir erwähnen noch, daß der die Schwingungsrichtung angebende Vektor $d\mathfrak{S}$ nicht — wie $\mathfrak{S}$ und $\mathfrak{S}'$ — den absoluten Betrag 1 hat, sondern den beliebigen, im allgemeinen kleinen Betrag ε. Aus 6) folgt dann sofort, daß auch $|d\mathfrak{S}'| = \varepsilon$. Wie 6) analog zu 2a) ist, so können wir auch in Analogie zu 3a) schreiben:

$$\mathfrak{N} = \frac{d\mathfrak{S} - d\mathfrak{S}'}{\sqrt{2(\varepsilon^2 - (d\mathfrak{S}, d\mathfrak{S}'))}} = \frac{d\mathfrak{S} - d\mathfrak{S}'}{|d\mathfrak{S} - d\mathfrak{S}'|}. \quad 7)$$

Übrigens können wir $d\mathfrak{S}$ auch auffassen als ein achsensenkrechtes Objekt. 6) gibt uns dann bei vorgegebener Spiegellage die Richtung des (achsensenkrechten) Bildes, 7) die erforderliche Spiegellage, um eine geforderte Bildlage zu erhalten[1]). Sind mehrere Spiegel vorhanden, so gelten für $d\mathfrak{S}_n'$ Formeln, die aus 4a) und 5) hervorgehen, indem wir dort $\mathfrak{S}$ durch $d\mathfrak{S}$ ersetzen.

Die vorstehenden Formeln zeigen bereits, daß es zwar leicht ist, bei vorgegebener Lage der Spiegel die Änderung von Ruhelage und Schwingungsrichtung eines Strahlenbündels zu berechnen, daß es aber schwierig ist, umgekehrt die Lage der Spiegel so zu bestimmen, daß sie einer hinsichtlich Änderung von Ruhelage und Schwingungsrichtung gestellten Forderung genügen.

Wir betrachten noch die spezielle Aufgabe, die Lage von drei Spiegeln so zu bestimmen, daß die Ruhelage des Strahlenbündels nach den Reflexionen mit der ursprünglichen übereinstimmt, daß aber die Schwingungsrichtung um 90^0 gedreht ist. Es sei also:

$$\mathfrak{S}_1 = \{\alpha_1, \beta_1, \gamma_1\} = \{1, 0, 0\}; \qquad d\mathfrak{S}_1 = \{\xi_1, \eta_1, \zeta_1\} = \{0, \varepsilon, 0\};$$
$$\mathfrak{S}_3' = \{\alpha_3', \beta_3', \gamma_3'\} = \{1, 0, 0\}; \qquad d\mathfrak{S}_3' = \{\xi_3', \eta_3', \zeta_3'\} = \{0, 0, \varepsilon\}.$$

Dann gelten folgende Gleichungen:

---

[1]) Nach Fertigstellung dieser Arbeit wurde mir diejenige von Dr. M. Lange (*diese Zeitschr. 44. S. 416. 1924*) bekannt, in der die hier erwähnte Fragestellung bearbeitet wird. Der dort eingeschlagene Weg ist von dem hier angewandten ziemlich verschieden. Die Formeln 25) bis 28) der L.-Arbeit entsprechen unserer Formel 2b), die Formeln 19) bis 24) der L.-Arbeit lassen sich unter Benutzung unserer Formel 3b) und der Beziehung $(d\mathfrak{S}, \mathfrak{S}) = 0$ auf unsere Formel 6) zurückführen.

$$
\begin{aligned}
(\alpha_1' =)\,\alpha_2 &= 1 - 2\lambda_1^2\\
(\beta_1' =)\,\beta_2 &= -2\lambda_1\mu_1\\
(\gamma_1' =)\,\gamma_2 &= -2\lambda_1\nu_1\\
\lambda_1^2 &+ \mu_1^2 + \nu_1^2 = 1\\
(\alpha_2' =)\,\alpha_3 &= \alpha_2 - 2\lambda_2(\lambda_2\alpha_2 + \mu_2\beta_2 + \nu_2\gamma_2)\\
(\beta_2' =)\,\beta_3 &= \beta_2 - 2\mu_2(\lambda_2\alpha_2 + \mu_2\beta_2 + \nu_2\gamma_2)\\
(\gamma_2' =)\,\gamma_3 &= \gamma_2 - 2\nu_2(\lambda_2\alpha_2 + \mu_2\beta_2 + \nu_2\gamma_2)\\
\lambda_2^2 + \mu_2^2 &+ \nu_2^2 = 1\\
1 &= \alpha_3 + 2\lambda_3^2\\
0 &= \beta_3 + 2\lambda_2\mu_3\\
0 &= \gamma_3 + 2\lambda_3\nu_3\\
\lambda_3^2 + \mu_3^2 &+ \nu_3^2 = 1\\
(\xi_1' =)\,\xi_2 &= -2\lambda_1\mu_1\varepsilon\\
(\eta_1' =)\,\eta_2 &= \varepsilon - 2\mu_1^2\varepsilon\\
(\zeta_1' =)\,\zeta_2 &= -2\mu_1\nu_1\varepsilon\\
(\xi_2' =)\,\xi_3 &= \xi_2 - 2\lambda_2(\lambda_2\xi_2 + \mu_2\eta_2 + \nu_2\zeta_2)\\
(\eta_2' =)\,\eta_3 &= \eta_2 - 2\mu_2(\lambda_2\xi_2 + \mu_2\eta_2 + \nu_2\zeta_2)\\
(\zeta_2' =)\,\zeta_3 &= \zeta_2 - 2\nu_2(\lambda_2\xi_2 + \mu_2\eta_2 + \nu_2\zeta_2)\\
0 &= \xi_3 + 2\lambda_3\nu_3\varepsilon\\
0 &= \eta_3 + 2\mu_3\nu_3\varepsilon\\
\varepsilon &= \zeta_3 + 2\nu_3^2\varepsilon.
\end{aligned}
\qquad 8)
$$

Dies sind 21 Gleichungen mit 21 Unbekannten. Soll derselbe Erfolg durch Anwendung von 4 Spiegeln erzielt werden, so ergeben sich 28 Gleichungen mit 30 Unbekannten. Jeder weitere Spiegel liefert 7 neue Gleichungen und 9 neue Unbekannten.

Als Lösung von 8) ergibt sich (Fig. 2):

$$
\begin{aligned}
\mathfrak{N}_1 &= \{\lambda_1, \mu_1, \nu_1\} = \{-\tfrac{1}{2}\sqrt{2},\quad 0,\quad +\tfrac{1}{2}\sqrt{2}\}\\
\mathfrak{N}_2 &= \{\lambda_2, \mu_2, \nu_2\} = \{\quad 0,\quad +\tfrac{1}{2}\sqrt{2},\quad -\tfrac{1}{2}\sqrt{2}\}\\
\mathfrak{N}_3 &= \{\lambda_3, \mu_3, \nu_3\} = \{+\tfrac{1}{2}\sqrt{2},\quad -\tfrac{1}{2}\sqrt{2},\quad 0\quad\}.
\end{aligned}
$$

Es wird:

$$
\begin{aligned}
\alpha_1 &= 1; \quad \beta_1 = 0; \quad \gamma_1 = 0\\
\alpha_2 &= 0; \quad \beta_2 = 0; \quad \gamma_2 = 1\\
\alpha_3 &= 0; \quad \beta_3 = 1; \quad \gamma_3 = 0\\
\alpha_3' &= 1; \quad \beta_3' = 0; \quad \gamma_3' = 0
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\xi_1 &= 0; \quad \eta_1 = \varepsilon; \quad \zeta_1 = 0\\
\xi_2 &= 0; \quad \eta_2 = \varepsilon; \quad \zeta_2 = 0\\
\xi_3 &= 0; \quad \eta_3 = 0; \quad \zeta_3 = \varepsilon\\
\xi_3' &= 0; \quad \eta_3' = 0; \quad \zeta_3' = \varepsilon.
\end{aligned}
$$

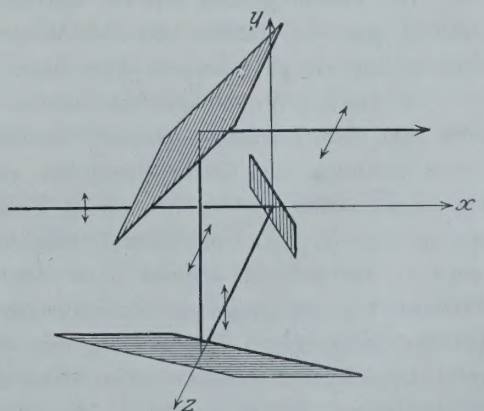


Fig. 2.

Bei den vorhergehenden Betrachtungen wurde auf die durch die Spiegelung bedingte teilweise Polarisation des Lichtes und damit verbundene Abnahme der Helligkeit keine Rücksicht genommen. Diese ergibt sich leicht durch Anwendung der bekannten Fresnelschen Koeffizienten.

Wird nicht — wie oben vorausgesetzt — ein paralleles Strahlenbündel benutzt, das für die photographische Registrierung durch eine vor dem lichtempfindlichen Papier befindliche sphärische Linse zu einem Punkte zusammengezogen wird, sondern — wie

dies in der Praxis meist der Fall ist — ein schmales spaltförmiges Bündel, das durch eine vor dem lichtempfindlichen Papier befindliche Zylinderlinse zu einem Punkte vereinigt wird, so muß für die photographische Registrierung die „Schwingungsrichtung" senkrecht — nicht parallel — zur „Spaltrichtung" des Bündels liegen. Ist dies nicht der Fall, so muß die Drehung um 90^0 durch Anwendung von drei feststehenden Spiegeln (bzw. durch entsprechende Prismenanordnung) bereits vor dem Auftreffen des Bündels auf den sich drehenden und die Schwingung erzeugenden Spiegel geschehen, da andernfalls mit der Änderung der Schwingungsrichtung sich auch die Spaltrichtung ändert, so daß beide nach dem Verlassen des spiegelnden Systems wieder parallel sind[1]).

Potsdam, Observatorium, im Mai 1926.

Zur Vorgeschichte der „Freiberger Aufstellung".

Beiträge zur Geschichte des geodätischen und markscheiderischen Messungswesens und der vermessungstechnischen Instrumentenkunde Nr. 3.

Von
Karl Lüdemann in Freiberg in Sachsen.

1. Im Jahre 1876 konstruierte Max Hildebrand, der 1873 als Teilhaber in die feinmechanische Werkstätte von August Fr. Lingke in Freiberg in Sachsen eingetreten war, eine von ihm als „Freiberger Aufstellung" bezeichnete Vorrichtung zur Aufstellung von Theodolit und Zielzeichen bei der Messung untertägiger Grubenzüge. Diese Aufstellung hatte den von Max Hildebrand klar ausgesprochenen Zweck, die Wirtschaftlichkeit der Zugmessung zu steigern.

In den gerade jetzt verflossenen 50 Jahren ihres Bestehens hat sich die Freiberger Aufstellung im In- und Auslande als Hilfsmittel zur Steigerung der Genauigkeit und der Wirtschaftlichkeit markscheiderischer Messungsarbeit völlig bewährt ohne daß die ursprüngliche grundlegende Konstruktion hätte geändert werden müssen wenngleich natürlich ständig Verbesserungen vorgenommen worden sind.

Im Nachfolgenden soll ein kurzer Abriß der Vorgeschichte der Freiberger Aufstellung gegeben werden, der das Wesentliche darzustellen versucht, auf vollständige Lückenlosigkeit aber keinen Wert legt.

2. Julius Weisbach hat bereits im Jahre 1858 in seinem klassischen Werk über „Die neue Markscheidekunst" darauf hingewiesen, daß bei untertägigen Messungen die Aufstellung des Grubentheodolits auf einer Spreize der auf einem Stativ überlegen und daher vorzuziehen sei [1 S. 23][2]). Diese Ansicht ist für die Armaufstellung später von E. Fox auf Grund eingehender Untersuchungen [2 S. 53; 3] bestätigt worden. Er gab in seinem „aus dem berühmten Atelier des Herrn Lingke" in Freiberg hervorgegangenen „tellerförmigen Untersetzer" aber auch ein Mittel an, die bei der untertägigen Zugmessung mit den stets auftretenden kurzen Seiten so sehr gefährliche Exzentrizität zwischen Theodolit und Zielzeichen, hier einer zylinderförmigen Grubenlampe, zu vermeiden. Der Untersetzer [1 S. 24—28, Abb. 29 und 32; 5 S. 128—129, Abb. 103] bestand aus einer mit drei Fußschrauben versehenen Messingplatte, die in der Mitte eine zentrisch angeordnete zylindrische Ausdrehung besaß, in der nacheinander eine zum Horizontieren dienende Dosenlibelle, die zylindrische

[1]) Diese Fragestellung gab den Anlaß zu vorstehenden Untersuchungen.

[2]) Die eingeklammerten Zahlen beziehen sich auf das Schriftenverzeichnis am Schluß der Abhandlung.

Grubenlampe als Signal und endlich ein am Dreifuß des Theodolits angebrachter zylindrischer Ansatz Platz fanden. Da der zylindrische Ansatz am Theodolit, die Bodenplatte der Lampe und die zylindrische Ausdrehung des Untersetzers im Durchmesser passend übereinstimmten, war „beim Umsetzen", d. h. beim Wechsel zwischen Theodolit und Zielzeichen, der Zentrierungsfehler praktisch ausgeschaltet. Es handelt sich also um eine für feste und verlorene Punkte geeignete Zwangszentrierung.

Maßnahmen ähnlicher Art waren schon damals nicht neu. So benutzte z. B. Combes [4] in Paris im Jahre 1836 eine ausgesprochene Steckhülsenvorrichtung zum Wechsel von Theodolit und Lichtsignal. Er wandte dabei ein völlig ausgebildetes Zugmeßverfahren für Lage- und Höhenpunkte an.

Während der auf den Untersetzer aufzusetzende Theodolit zunächst ohne Fußschrauben derart benutzt wurde, daß die drei Arme des Dreifußes zwischen je zwei Backen besonderer Sättel Platz und sicheren Halt fanden [5 S. 128—129, Abb. 103], wurde er später mit den Dreifußschrauben und zwar so verwendet, daß deren Spitzen in Körnern oder Schlitzen des Untersetzers ruhten [6 S. 145—146, Abb. 149; 7 S. 106, Abb. 127]. An dem Charakter der Zwangszentrierung wird dadurch natürlich nichts geändert.

3. Der Bergmechanikus A. Fr. Lingke in Freiberg konstruierte und baute für den Markscheider Neubert im Jahre 1860 einen Markscheidertheodolit mit einer Aufstellung besonderer Art [8]. Er verwendete starke eiserne Schrauben, die mit einem langen Holzgewinde in Spreizen oder in die Zimmerung eingeschraubt wurden. Oben enthielten sie einen Zapfen mit Gewinde, darunter einen Haken zum Anhängen des Meßbandes. Auf diesen Gewindezapfen setzte sich ein Zwischenstück auf, das unten mit einer Mutter, oben mit einem Dreifuß mit drei Dreifußschrauben und einem Zapfen mit Gewinde versehen war. Auf diesen Zapfen schraubte sich sowohl das eigentliche Oberteil des Theodolits wie dasjenige des Zielzeichens auf, nachdem der Zapfen des Zwischenstückes und damit dieses selbst mit einer Dosenlibelle lotrecht gestellt worden war.

Die Aufstellung bestand demgemäß aus der Schraube mit Gewindezapfen, dem Mittelstück — also dem Dreifuß von Theodolit und Signal — mit Mutterstück und Gewindezapfen, dem Theodolitoberbau und dem Zielzeichen-Oberbau, beide mit Mutterstück. Bei der Arbeit mit festen Punkten, bei übertägigen Messungen u. dgl. trat an die Stelle von Schraube und Mittelstück eine Zentrierscheibe mit Zentrierspitze und ein regelrechter Dreifuß mit Zentrierspitze oder Lot, der natürlich auch mit einem Gewindezapfen versehen war.

Der Markscheidetheodolit hatte ein zentrisches und ein exzentrisches Fernrohr, einen Grund- und einen Höhenkreis und eine Röhrenlibelle; mit ihm wurden neben den Lagewinkeln auch die Höhenwinkel (trigonometr. Nivellement) gemessen.

Die Zielzeichen hatten eine zentrisch angeordnete dreh-, kipp- und durchschlagbare Zielscheibe aus Porzellan mit Kreuzblech, deren horizontale Mittellinie genau der Zielhöhe des Theodolits entsprach, und eine bewegliche Lampe.

Der Zug wurde nur dann verschnürt, wenn die einzelne Seitenlänge größer als die Länge eines Meßbandes (21 m) war. Gemessen wurden flache Längen.

Die Einrichtung gewährt eine mit Schraubgewinden zu bewirkende Zwangszentrierung. Es wechselten nur die Oberteile des Theodolits und der zwei oder mehr Signale ihren Ort.

Das Meßverfahren war völlig sachgemäß.

Die Verwendung eines mit Gewinde versehenen Zapfens war natürlich nicht neu,

denn es handelt sich hierbei um ein durchaus ursprüngliches Element der geodätischen Feinmechanik.

4. Im Jahre 1861 beschrieb A. Junge [9] ein „neues Markscheidergoniometer" nebst Zubehör, das den Hängekompaß in Gegenwart von Eisen ersetzen und die Theodolitmessung vereinfachen sollte.

Das Markscheidergoniometer [**5** S. 244—246; **6** S. 147—149] ist ein vereinfachter Theodolit ohne Höhenkreis mit einem außerhalb der Kippachse gelagerten Fernrohr nebst Diopter, dessen Dreifuß mit den beiderseits zugespitzten Dreifußschrauben in einem Gehäuse oder Käfig sitzt. An diesem Gehäuse befindet sich unten eine Schraubenmutter, mit dem das Goniometer auf eine eiserne Spindel mit Gewinde, eine sog. Jungesche Schraube, aufgeschraubt werden kann.

A. Junge verwendete Spreizen mit eingebohrten Löchern oder „eiserne Träger mit zwei aufeinander rechtwinklig stehenden Armen", von denen der eine „mit Holzschrauben an der Grubenzimmerung, an senkrecht gestellten Spreizen oder mit Hilfe von Dübeln am Gestein so festgeschraubt" wurde, daß der andere nahezu horizontal stand. Diesen Vorläufer der eigentlichen Konsolschrauben hielt A. Junge für neu; er ist jedoch alt und z. B. auch Combes [**4**] bekannt.

Die durch die Löcher der Spreizen oder Träger hindurchgesteckten „Schrauben" bestanden aus einem zylindrischen Schaft, der oben mit einem Gewinde zur Aufnahme des Goniometers oder eines Zielzeichens und darunter mit einem Hals zum Umschlingen mit der Markscheiderschnur versehen war. Sie wurden mit Hilfe von Schraubenmuttern befestigt.

Die Signale bauten sich auf ein Mutterstück derart auf, daß eine zentrisch angeordnete Fläche (Milchglas oder weißes Papier) durch eine exzentrisch in einem Wetterschutzgehäuse angebrachte Kerze erleuchtet wurde.

Zum Ziehen eines Zuges wurden die Schrauben, von denen A. Junge 12 Stück für eine Ausrüstung vorsieht, in den Spreizen oder Trägern festgeschraubt und mit der Schnur, deren Länge und Neigung „in der gewöhnlichen Weise mit der Lachterkette und mit dem Gradbogen" gemessen wurde, verbunden. Auf zwei durch Schrauben bezeichneten Zugpunkten wurde je ein Zielzeichen, auf dem dazwischen liegenden dritten das Goniometer aufgeschraubt. Bei der Winkelmessung mit dem mit den Dreifußschrauben horizontierten Goniometer wurden „mit dem Fernrohr die ferneren, mit den Dioptern dagegen die näheren Signale anvisiert".

Wir haben also auch hier wieder eine Zwangszentrierung, die mit Hilfe einer Schraube bewirkt wurde.

Beiläufig erwähnt sei noch, daß A. Junge auch eine hängende Verwendung des Goniometers, wiederum in Verbindung mit seinen Schrauben, vorgesehen und damit einen horizontierbaren Hängetheodolit geschaffen hat.

Das Instrument nebst Zubehör ist von C. Osterland in Freiberg gebaut worden, der übrigens um 1851 auch schon Gewindezapfen in der hier behandelten Art, insbesondere zu Stativen verwendete [**10** S. 253—255].

In der Sammlung des Instituts für Markscheidewesen der Bergakademie Freiberg[1]) befindet sich ein solches Stativ (Nr. 82) [**10** Abb. 2 und 3], das die Benutzung des Goniometers als Stativinstrument ermöglicht.

Es hat einen aus zwei Teilen bestehenden Holzkopf von 23 cm Durchmesser.

[1]) Ich danke Herrn Prof. Dr. Wandhoff in Freiberg auch an dieser Stelle für die Liebenswürdigkeit, mit der er mir das Stativ zur Besichtigung zugänglich gemacht hat.

In den Holzkopf ist eine eiserne Scheibe von 14 cm Durchmesser, die mit zwei Knöpfen frei gedreht werden kann, zentrisch eingelassen. Sie enthält in der Mitte einen 8 cm langen und 1,5 cm breiten Schlitz, in dem eine Schraubenstange frei bewegt werden kann. Mit dieser, die an ihrem oberen Ende ein Gewinde trägt, ist eine mit zwei Knöpfen versehene Keilplatte fest verbunden. Die zweite Keilplatte ist lose angeordnet und mit zwei seitlich angebrachten Stiften versehen, mit denen sie gedreht werden kann. Der Durchmesser der beiden Keilplatten beträgt 6,5 cm, ihre Höhe insgesamt 0,8 cm.

Die Zentrierung mit dem Stativ geht so vor sich, daß zunächst die Bewegungsmöglichkeit in dem Schlitz, dem ja jede beliebige Stellung gegeben werden kann, ausgenutzt wird; alsdann erfolgt die Lotrechtstellung des Schraubenzapfens mit Hilfe der beiden Keilplatten. Schließlich wird alles von unten her geklemmt.

Das Wesentliche der Konstruktion, die seit 1861 in größerem Umfang ausgeführt, später von M. Schmidt [10 Abb. 4] verbessert worden ist, liegt darin, daß „die Stativschraube zwei Gelenke hat, ein Kugelgelenk unter der Stativkopfplatte und ein zweites Gelenk oberhalb dieser Platte" [10 S. 253] und daß die für die Horizontierung so wichtigen Keilplatten (keilförmige Gelenkstücke) verwendet wurden. Wann die Keilplatten zuerst auftreten und wer sie in die markscheiderische Instrumentenkunde eingeführt hat, konnte ich bislang nicht feststellen.

5. Bereits im Jahre 1863 konnte R. Liebscher [11] eine neue Aufstellung für Theodolite und Signale von A. Fr. Lingke in Freiberg bekannt geben. Ihr Kennzeichen ist ein flacher dreiarmiger Untersatz, der sowohl mit einer Spreize wie mit einem Stativkopf einfach, schnell und sicher verbunden werden konnte. Der Stativkopf hatte überdies einen größeren Spielraum zur Erleichterung der Zentrierung durch Verschiebung des Untersatzes.

Der Untersatz war eine regelrechte dreiflügelige Platte, auf der sich drei flache Erhöhungen (Warzen) für die Dreifußspitzen von Theodolit und Signal befanden. Die eine Warze trug ein Korn, während in die beiden anderen radiale Keilnuten eingeschnitten waren. In der Mitte war ein außen mit Gewinde versehener, zentrisch zur Aufnahme eines Zielstäbchens durchbohrter Zapfen vorhanden.

Der Theodolit wurde mit einem mit ihm fest verbundenen, zentrisch beweglichen, zylindrischen Mutterstück mit dem Gewindezapfen verschraubt, während die Signale lose aufgesetzt und lediglich durch die drei Warzen zentriert wurden.

Die Signale, die völlig der noch heute verwendeten Konstruktion entsprachen, hatten eine zentrisch angeordnete durchschlagbare Milchglasscheibe mit einem Kreuzblech zur Verminderung des Zielfehlers. Der mittlere Kreuzbalken entsprach der Zielhöhe des Theodolits.

Das eigentliche Element der Zentrierung ist beim Theodolit auch hier noch ein Gewinde. Neu und wesentlich ist die bewegliche dreiflügelige Zentrierungsplatte.

6. Hatte A. Junge sein Goniometer durch Vereinfachung, also Zurückbildung, aus dem üblichen Markscheidetheodolit erhalten, so gestaltete O. Eichhoff [12] 10 Jahre später das Goniometer wieder zu einem vollständigen Theodolit der üblichen Form aus. Hierbei löste er den bisherigen Dreifuß mit den drei Dreifußschrauben aus dem Käfig der Konstruktion von Junge und setzte ihn als „Zweifuß" auf einen Untersatz, den er zwischen den Zapfen mit Gewinde der Jungeschen Aufstellung und den Theodolit einschaltete.

Unten an den „Dreifuß" und zwar in der Stehachse war eine Kugel angebracht, um welche der ganze Theodolit mit zwei rechtwinkelig zueinander angeordneten Fuß-

schrauben gekippt werden konnte. Die Kugel, die im wesentlichen den Charakter einer dritten festen Fußschraube trägt, also kein Zentrierungselement ist, setzte sich auf den Untersatz, der auch die beiden Fußschrauben aufnahm. Gegen Abstürzen des Theodolits oder Signales von dem Untersatz waren an diesem Kappen angebracht.

Das eigentliche Wesen der Zwangszentrierung ist also nicht verändert; es liegt nach wie vor im Gewindezapfen und dazugehörigem Mutterstück, das sich jetzt aber an dem Untersatz als Zwischenstück befindet.

Die Zentrier- oder Spreizenschrauben, die vielfach als „Jungesche Schrauben" oder als Spreizenspindeln bezeichnet werden, staltete O. Eichhoff nur unwesentlich um.

Der Theodolit hatte ein auf Glas aufgetragenes Fadenkreuz; auf dem Fernrohr war eine Nivellierlibelle angebracht. Er war von C. Osterland in Freiberg hergestellt worden.

Die Signale entsprachen der Konstruktion von Junge, waren aber im Unterteil auch mit Kugel und Zweifuß versehen. Die Zielfläche war zur Verkleinerung des Zielfehlers im Anschluß an andere bekannte Konstruktionen durch ein Blech eingeteilt.

Die Aufstellung bestand nunmehr also aus der Spreizenschraube mit Gewindezapfen, dem Untersatz mit Mutterstück und dem Theodolit nebst Signal.

Soll der Theodolit für feste Punkte oder über Tage auf einem Pfeiler u. dgl. benutzt werden, so wird der Untersatz mit drei Füßen versehen.

Beim Gebrauch eines Stativs wird der Untersatz in bekannter Weise auf den Gewindezapfen einer den Stativkopf mit etwas Spiel durchstoßenden Jungeschen Schraube geschraubt.

Die Gewindezapfen wurden mit einer aufschraubbaren Dosenlibelle lotrecht gestellt.

Man wird M. Schmidt [13] zustimmen müssen, wenn er die Konstruktion des Theodolits als „nicht eben vervollkommnet" bezeichnet.

7. A. Junge hat sich von Anfang an bemüht, die praktische Brauchbarkeit seines Markscheidegoniometers selbst zu erproben und durch Schilderung der Ergebnisse [14, 15] die Markscheider für die Verwendung des Instrumentes und Verfahrens zu gewinnen. Das ist ihm auch gelungen. Zwar verdrängte der Theodolit von Eichhoff-Osterland das Goniometer später, aber die Jungesche Schraube wurde doch als Zentrierungselement lange Zeit beibehalten. Mit der Ausgestaltung dieser Zwangszentrierung haben sich viele Markscheider beschäftigt, so z. B. C. M. Börner [16 S. 186], aber ein nennenswerter und wesentlicher Fortschritt wurde nicht erzielt.

Das gilt, wenigstens in den sächsischen Revieren, auch für die Entwicklung der Spreizen und der Wandarme oder Konsolschrauben. Man hielt mit Hilfe von Zwingen verschiedener Konstruktion [siehe z. B. 16 S. 75—76] an horizontal geschlagenen Spreizen und vertikal gestellten Stempeln fest, obwohl mindestens seit 1862 die von Kawerau in Bochum angegebene Konstruktion [6 S. 99—100, 7 S. 48—49] einer verstellbaren Spreize bekannt war, von der sich eine Linie des Fortschrittes über F. W. Fuhrmann [17 Tafel VIII, Abb. 4] bis in die neuere Zeit zu H. Brandenberg [18] ziehen läßt.

Wann von den rechtwinkeligen eisernen Trägern von Combes [4] und seinen Vorgängern der erste Schritt zu einem wirklichen Wandarm gemacht worden ist, habe ich noch nicht mit Sicherheit feststellen können. E. Borchers [19] beschreibt in seinem nach der Vorrede im Oktober 1869 abgeschlossenen klassischen Werk über „Die praktische Markscheidekunst" für die Aufstellung des Theodolits in Schächten eine schmiedeeiserne Tellerkonsolschraube [19 S. 118—121] besonderer Konstruktion, während er für gewöhnliche Stollen und Strecken Stativ und horizontale Spreizen

empfiehlt. Er sagt aber ausdrücklich [19. S. 117], daß sich die von ihm für die Schachtmessung vorgeschlagenen Hilfsmittel „erfahrungsmäßig durch eine Reihe von mehr als 20 Jahren bewährt haben".

Um 1870 herum sind Tellerkonsolschrauben auch in den sächsischen Revieren, in Schlesien und im Westen benutzt worden, während sie A. Junge zehn Jahre früher sicherlich nicht bekannt waren.

8. Auch die Firma A. Lingke in Freiberg hat sich viel um die Schaffung einer brauchbaren Aufstellung bemüht; aber auch sie kam über die Schraube und über die dreiflügelige Platte mit Korn und Schlitzen als Zentrierungselemente zunächst nicht hinaus. Immerhin hatte sie schon einen beträchtlichen Vorsprung vor dem Mechaniker Osterland in Freiberg und seinem aus dem Theodolit Eichhoff-Osterland hervorgegangenen Theodolit „Patent Osterland" erlangt, dessen Aufstellung auf dem Stativ, auf Beobachtungspfeilern und auf Spreizenschrauben mit Hilfe eines Gewindezapfens gleich umständlich und zeitraubend war. M. Schmidt führte zu diesem Instrument 1879 aus [13 S. 79]:

„Das trotz einer leichten und gefälligen äußeren Form für die Handhabung mit nur einer freien Hand ziemlich gewichtige Instrument wird mit Hilfe von Spreizen und in diese eingesetzte Aufstellungsschrauben an den Stationspunkten fest aufgestellt, wobei es in ganz gleicher Weise wie der Jungesche Markscheidergoniometer wie eine Schraubenmutter auf die zugehörige Spindel mit acht vollen Umdrehungen um die verticale Achse der Aufstellungsschraube festgedreht werden muß. In gleicher Art geschieht die Aufstellung der zugehörigen optischen Signale mit kippbaren und transparenten Zieltafeln. Die Aufstellung auf dem Stativ wird ebenfalls mittelst einer die Stativkopfoberfläche überragenden Aufstellungsschraube ausgeführt, deren Achse jedesmal erst mit Hilfe einer Dosenlibelle annähernd vertical gestellt werden muß, ehe die centrische Aufstellung des Stativs über einem Stationspunkt und das Aufschrauben des Theodolits erfolgen kann. Auch die Dosenlibelle muß mit acht vollen Umdrehungen erst aufgeschraubt und dann wieder abgenommen werden. Soll der Theodolit endlich auf die Oberfläche eines Beobachtungspfeilers zu stehen kommen, so müssen in den Theodolituntersatz noch drei Fußschrauben eingesetzt werden, die zu diesem Zwecke besonders beigegeben sind, außerdem aber ihren Platz im Transportkasten einnehmen."

Sehr bald nach seinem im Jahre 1873 erfolgten Eintritt in die Firma A. Lingke & Co. begann Max Hildebrand, sich mit den markscheiderischen Theodolitaufstellungen zu beschäftigen. Er behielt zunächst den verbreiteten Schraubenzapfen bei, setzte aber auf ihn einen dreiflügeligen aufschraubbaren Untersatz, der mit drei Keilnuten versehen war [20]. Versah man Theodolit und Zielzeichen mit gleichartigen Dreifüßen, deren Fußschrauben ein zur Stehachse zentrisches gleichseitiges Dreieck bildeten, so war die Möglichkeit einwandfreien Umsetzens gegeben. War weiter der Untersatz zentrisch zum Gewindezapfen, so war völlige Zentrierung auch bei festen Punkten gewährleistet. Diese auch für das Stativ brauchbare Einrichtung war also eine auf dem Schraubenzapfen und dem Untersatz mit Keilnuten beruhende Zwangszentrierung. Ihr Gebrauch vereinfachte sich dadurch, daß bei der Messung von Horizontalwinkeln die Spitze des mit einer aufschraubbaren Dosenlibelle lotrecht gestellten Gewindezapfens angezielt wurde.

M. Hildebrand stellte auch eiserne Konsolschrauben her, die an dem einen Ende ein Holzgewinde, an dem anderen einen kippbaren und feststellbaren zylindrischen Gewindezapfen besaßen. An der Kopfseite waren diese Wandarme mit einem Vierkant versehen, so daß sie mit einem zweiarmigen Sehraubenschlüssel leicht ein- und ausgeschraubt werden konnten. Ihr hoher Wert wurde von erfahrenen Markscheidern, z. B. von B. Otto [21] sofort erkannt; er führte 1879 aus: „Die eisernen Arme gestatten ein außerordentlich rasches und dabei vollkommen sicheres Operiren und leisten namentlich in flachen Schächten ganz unschätzbare Dienste." Er ergänzte

sie durch Hinzunahme einer Zentrierplatte zum Arbeiten mit festen Punkten und konnte somit sowohl das Stativ mit zentrier- bzw. verschiebbarer dreiflügeliger Platte mit Keilnuten, wie Spreizen- und Konsolschrauben und zwar für feste und verlorene Punkte benutzen.

So war die Aufstellung, wie sie M. Hildebrand an B. Otto [**21**] geliefert hatte, zwar schon ziemlich umfassend, jedoch in ihrer Leistungsfähigkeit durch die leicht verletzbaren und schwer zu bedienenden Gewindezapfen sehr beschränkt.

Zur gleichen Zeit hatte aber M. Hildebrand für den „Patent-Markscheide-Repetitions-Theodolit" seiner Werkstätte einen weiteren wichtigen Schritt getan, über den er im Jahre 1875 Folgendes schrieb [**22** S. 19]:

„Wir haben die Spreizenschrauben, welche zum Aufschrauben der Instrumente auf Spreizen angewendet werden, dahin abgeändert, daß der obere Theil der Schraube, auf welchen das Instrument kommt, statt der Schraube eine genau centrisch gearbeitete prismatische Form bekommt, auf welche sich Instrumente wie Signale bis zu einer Ansatzplatte sanft aufstecken und durch ein leichtes Anziehen einer seitlichen Schraube zu vollständig sicherer Aufstellung bringen lassen. Diese Manipulation, welche schneller und bequemer auszuführen ist, als das bisher gebräuchliche Aufschrauben der Instrumente und Signale, bietet vor letzterem noch den Vortheil, daß ein Verrücken der Spreizenschrauben, welches bei dem nöthigen festen Anschrauben beim Wechseln der Instrumente und Signale sehr leicht vorkommen kann, vermieden wird."

So waren die vorhandenen Aufstellungen von ihm bereits gründlich verbessert worden.

9. Bei allen diesen Arbeiten drängte sich Max Hildebrand aber doch die Überzeugung auf, daß die einzelnen Grubenaufstellungsvorrichtungen und auch die seiner eigenen Werkstätte entweder im einzelnen oder in ihrem Gebrauchsumfang mangelhaft waren. Sie veranlaßte ihn, „alle bekannten Aufstellungen zusammenzustellen und auf ihren praktischen Wert zu prüfen" [**23** S. 25]. Die Erfahrungen, die er bei diesen Untersuchungen gewonnen hatte, bestimmten ihn, in den Jahren 1875 und 1876 eine neue, die „Freiberger Aufstellung" zu konstruieren, die die guten Eigenschaften anderer Aufstellungen vereinigen und sie zu größerer Vollkommenheit entwickeln sollte.

M. Schmidt führte in einem Vortrag, den er im November 1879 im Bergmännischen Verein zu Freiberg hielt, zu dieser „höchst sinnreich erdachten neuen Aufstellung" Folgendes aus [**13** S. 80]:

„Herr Hildebrand ist bei der constructiven Anordnung dieser Aufstellung von dem Gesichtspunkte ausgegangen, daß der Theodolit in seiner durch langjährigen Gebrauch auf dem Felde erprobten Einrichtung für die Benutzung in der Grube nicht wesentlich abgeändert werden dürfe sondern daß nur allein die Art der Aufstellung den örtlichen Verhältnissen anzupassen sei. Der Lingkesche Markscheidertheodolit unterscheidet sich denn auch durch nichts von einem guten Feldtheodolit und läßt sich als solcher ohne weiteres auf dem Stativ anwenden, leicht und sicher in Verbindung mit diesem von einer Station zur nächsten transportiren und da aufs neue in gewöhnlicher Weise meßgerecht aufstellen. In der Grube soll der Markscheidertheodolit sich mit Spreizenaufstellung anwenden lassen. Um jedoch das lästige und zeitraubende Aufschrauben zu vermeiden, ist ein Aufstellungsprisma statt der Schraube in Anwendung gekommen, über welches eine dreiarmige Untersatzplatte zur Aufnahme des Theodolit-Dreifußes gesteckt wird. Die Armenden dieser Platte tragen Unterlagsscheibchen zur Aufnahme der Fußspitzen der Dreifußschrauben; der centrale Theil der Platte ist mit einer büchsenförmigen Höhlung versehen, zum Einsetzen und Festhalten einer genau eingepaßten, an der Außenfläche kugelförmig abgerundeten Verlängerung der Centralbüchse im Theodolit-Dreifuß. Diese Einrichtung genügt einem mehrfachen Zweck; einmal sichert sie den sonst frei aufgestellten Theodolit vor dem Herabgeworfenwerden, weiter vertritt sie das sonst übliche Kugelgelenk und dient auch noch als selbstwirkende Centrirungsvorrichtung beim abwechselnden Aufstellen des Theodolits und der Signale in denselben Aufstellungspunkten. Ferner ist auch die Forderung, daß bei gegenseitigem Vertauschen von Theodolit und Signalen auf den

stehenbleibenden Untersatzplatten sich die Höhenlage der Visirlinie und des Zielpunktes im Signal nicht ändern soll, dadurch mit aller Strenge erfüllt, daß Theodolit und Signale ein festes Dreifußbein von unveränderlicher Länge erhalten, welches bei einer Umsetzung beider jedesmal auf jene Fußplatte des Untersatzes zu stehen kommt, welche durch eine ins Auge fallende prismatische Kerbe ausgezeichnet ist. Durch diese einfache Einrichtung wird die richtige Verticalwinkelmessung wesentlich erleichtert und vereinfacht, so daß dieselbe in einfachster Weise gleich mit und neben der Horizontalwinkelmessung durchführbar ist. Das feste Bein am Theodolit-Dreifuß läßt sich durch Einschieben eines Beilagescheibchens zwischen Fußschraubenkopf und Dreifußarm rasch herstellen, während die Signaldreifüße ohnehin je ein festes Bein erhalten. Zur Horizontirung können dann allerdings immer nur zwei bewegliche Fußschrauben dienen, dieselben reichen jedoch für diesen Zweck auch völlig aus.

Für die Centrirung des Theodolits zu einem festen Anhaltepunkte genügt es, wenn die Spitze des Aufstellungsprismas lothrecht unter oder über den Anhaltpunkt gebracht wird. Da nämlich der Drehpunkt des Theodolits bei der Horizontirung im Mittelpunkte der Abrundungskugel der verlängerten Dreifußbüchse liegt und letztere in unmittelbarer Nähe über der centrirten Spitze des Aufstellungsprismas festgehalten ist, so muß auch die Verlängerung der richtig gestellten Verticalachse des Theodolits innen durch die Prismenspitze gehen. Bei der Längenmessung der Stationsentfernungen bietet die nächst der Prismenspitze vorhandene Hohlkehle das Anhalten für den Meßbandring, es kann daher von dieser Stelle aus auch die Längenbestimmung tadelfrei durchgeführt werden."

Die Freiberger Aufstellung ist von Anfang an so konstruiert, daß sie die Aufstellung eines Theodolits

a) auf Spreizen,
b) auf Konsolschrauben,
c) auf Stativ

erlaubte. Sie bestand und besteht daher in ihren Hauptteilen aus folgenden Stücken:

a) Spreizenschraube mit Prisma und Keilplatten;
b) Konsolschraube mit Prisma;
c) Tellerkonsolschraube;
d) Freiberger Untersatz, aufsteckbar auf das Prisma von Spreizenschrauben;
e) Zentrierbarer Freiberger Untersatz für Tellerkonsolschrauben und Stativ.

Dazu treten die Hilfsteile:

a) Auf das Prisma aufsteckbare Dosenlibelle;
b) In die Öffnung der Freiberger Untersätze einsteckbare Dosenlibelle;
c) Hilfszentriervorrichtung für Sohlen- und Firstenpunkte;
d) auf zentrierbare Freiberger Untersätze aufschraubbare Kappe zum Anhängen des Meßbandes.

Die Aufstellung erlaubt das Arbeiten mit festen und verlorenen Punkten auf Stativ, Spreizen- und Konsolschrauben. Sollte bei der Verwendung von Spreizen mit festen Punkten gemessen werden, so wurde ein Spreizentisch verwendet, der mit einer Schraubzwinge an der Spreize befestigt wurde.

Die eigentlichen Zentrierungselemente waren das Prisma und die an dem Theodolit, den Zielzeichen und dem optischen Abloter befestigte „Freiberger Kugel".

Bei den ersten Ausführungen der Freiberger Aufstellung lieferte Max Hildebrand entweder ein Prisma oder einen Kegel. Da die praktisch tätigen Markscheider das Prisma bevorzugten, trat der Kegel zurück bis zu dem Zeitpunkt, wo die immer größere Verwendung von 8 cm-Theodoliten die Schaffung der sog. „Kleinen" Freiberger Aufstellung nötig machte, bei der der Kegel mit Erfolg angewendet wurde.

Die Freiberger Aufstellung, auf deren Einzelheiten hier nicht näher eingegangen werden soll, — siehe außer den Lehrbüchern der Markscheidekunde des In- und Aus-

landes z. B. [**24** S. 322—325, **25**] — hat sich jetzt 50 Jahre hindurch in aller Herren Länder unter und über Tage bewährt; sie bezeichnet in der Entwicklungsgeschichte der Aufstellung eines Winkelmeßgerätes einen wichtigen Abschnitt.

Angezogene Schriften.

1. Weisbach, J.: Die neue Markscheidekunst. 2. Abtlg. (Braunschweig 1859).
2. Fox, E.: Ermittlung der mittleren Fehler in den Grubenmessungen und Vorschläge für Bemessung der Fehlergrenzen. *Mitt. a. d. Markscheidew.* **11.** *S. 36—80. 1909.*
3. Fox, E.: Die Unsicherheit der Stativaufstellung. *Mitt. a. d. Markscheidew.* **17.** *S. 103—107. 1915.*
4. Combes, M.: *Sur les levés des plans souterrains et description d'un nouvel instrument, propre à remplacer la boussole et le demi-cercle suspendu. Annales des mines* **3.** *R. 9. S. 81—126, 217—220. 1836.*
5. Bauernfeind, C. M.: Elemente der Vermessungskunde. 1. Abtlg. 3. Aufl. (Stuttgart 1869).
6. Brathuhn, O.: Lehrbuch der praktischen Markscheidekunst. (Leipzig 1884).
7. Brathuhn, O.: Lehrbuch der praktischen Markscheidekunst. 2. Aufl. (Leipzig 1894).
8. Richter, H. W.: Beschreibung des Markscheidertheodoliten des Herrn Markscheiders Neubert in Freiberg. *Berg- u. hüttenmänn. Ztg.* **25.** *S. 381—384. 1866.*
9. Junge, A.: Beschreibung eines neuen Markscheidergoniometers nebst Zubehör. *Berg- u. hüttenmänn. Ztg.* **20.** *S. 1—4, Taf. 1. 1861.*
10. Schmidt, M.: Über Horizontirvorrichtungen für Meßinstrumente. *Zeitschr. f. Vermw.* **17.** *S. 251—256. 1888.*
11. Liebscher, R.: Beschreibung der neuen metallenen Unterlagsplatte für Theodoliten nebst zugehörigen Signalapparaten des Bergmechanikus Lingke in Freiberg. *Berg- u. hüttenmänn. Ztg.* **22.** *S. 216—219, Taf. 9. 1863.*
12. Schrader, L.: Der Eichhoff-Osterlandsche Patenttheodolith, seine Einrichtung und Verwendung über und unter Tage. *Berg- u. hüttenmänn. Ztg.* **30.** *S. 333—336, 349—352, 357—361, 365—368, 373—377. 1871.*
13. Schmidt, M.: Über rationelle Zugmessung in der Grube und die neue Freiberger Aufstellung des Markscheidertheodolits. *Berg- u. hüttenmänn. Ztg.* **39.** *S. 72—80. 1880.*
14. Junge, A.: Beschreibung eines mit dem Markscheidergoniometer ausgeführten Markscheiderzuges. *Berg- u. hüttenmänn. Ztg.* **21.** *S. 141—144, 149—154. 1862.*
15. Junge, A.: Beschreibung eines mit dem Markscheidergoniometer ausgeführten Währzuges. Bergakademisches Jahrbuch f. d. Berg- u. Hüttenmann a. d. J. 1862. Freiberg. *S. 145—184.*
16. Uhlich, P.: Lehrbuch der Markscheidekunde. (Freiberg 1901.)
17. Fuhrmann, F. W.: Hängezeug für Markscheider. *Berg. u. hüttenmänn. Ztg.* **38.** *S. 325—327. 1879.*
18. Brandenberg, H.: Der Pendel- oder Hängetheodolit. *Mitt. a. d. Markscheidew. 3. F. S. 66 bis 80. 1912.*
19. Borchers, E.: Die praktische Markscheidekunst (Hannover 1870).
20. Goder, G.: Spreitzenschrauben, Untersätze und Lichtsignale bei den Grubentheodoliten und deren Prüfung. *Österreich. Zeitschr. f. Berg- u. Hüttenw.* **25.** *S. 201—202, 215—216. 1877.*
21. Otto, B.: Über den Theodolithen und seine Verwendung in der Grube. *Berg- u. hüttenmänn. Ztg.* **38.** *S. 233—236, 253—257. 1879.*
22. Preis-Verzeichnis der astronomischen, geodätischen, berg- und hüttenmännischen Instrumente des Mathematisch-mechanischen Instituts von August Lingke & Co. in Freiberg i. S. 1875.
23. Preis-Verzeichnis der Anstalt für Anfertigung wissenschaftlicher Präzisionsinstrumente von Hildebrand & Schramm, früher August Lingke & Co. in Freiberg in Sachsen. 1882.
24. v. Bauernfeind, C. M.: Elemente der Vermessungskunde. Bd. I. 6. Aufl. (Stuttgart 1879.)
25. Schwarz, J.: Repetitions-Magnet-Theodolit neuester Construktion von August Lingke & Co. in Freiberg in Sachsen und Deklinationsbeobachtungen mit demselben. *Österreich. Zeitschr. f. Berg- u. Hüttenw.* **28.** *S. 327—328, 339—341, 350—351. 1880.*

Eine neue Meßbrücke zur Bestimmung von Selbstinduktionen.

Von
Prof. Dr. **Carl Günther**, Geh. Med.-Rat in Berlin-Lichterfelde.

Zur Bestimmung von Selbstinduktionen in der Meßbrücke wird meist das von Maxwell angegebene Verfahren angewendet, welches die zu messende Selbstinduktion mit einem Selbstinduktionsnormal vergleicht. Die Brücke wird mit Wechselstrom gespeist, und als Nullinstrument dient das Telephon. Dieses Prinzip wird z. B. von der von F. Dolezalek[1]) angegebenen, von Siemens & Halske hergestellten Meßbrücke benutzt. Als Vergleichsnormalien dienen auf einen Marmorkörper gewickelte, aus feindrähtiger Litze hergestellte Spulen größeren Durchmessers. Diese Methode stellt ziemlich erhebliche Ansprüche an das menschliche Ohr. Denn es kommt hier nicht bloß darauf an, ein Tonminimum, das man durch geeignete Zuschaltung von Ohmschen Widerständen zu der zu bestimmenden Selbstinduktion und dem Vergleichsnormal und durch Verstellung des Schiebekontaktes auf dem Schleifdraht gefunden hat, möglichst scharf einzustellen, sondern es ist erforderlich, durch — oft sehr zeitraubendes — Probieren die Widerstandsverhältnisse so zu disponieren und den Schleifkontakt so einzustellen, daß unter den vielen möglichen Minimumstellungen das beste Tonminimum, welches die Brücke hergibt, gefunden wird. Erst dann kann man aus der Stellung des Schleifkontaktes unter Berücksichtigung des Wertes des Vergleichsnormals den Selbstinduktionswert der zu messenden Spule ableiten.

Die nachstehend zu beschreibende Meßbrücke unterscheidet sich bei ihrem praktischen Gebrauch insofern grundsätzlich von der allgemein gebrauchten dadurch, daß jeweils überhaupt nur ein einziges Tonminimum möglich ist, daß es hier also nur darauf ankommt, dieses eine Minimum mit dem Ohr möglichst scharf einzustellen.

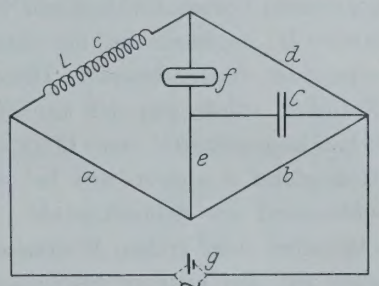


Fig. 1.

Die Vorrichtung benutzt das ebenfalls zuerst von Maxwell angegebene Prinzip der Vergleichung der zu messenden Selbstinduktion mit einer in ihrem Werte bekannten Kapazität, und zwar schließt sie sich an die von Anderson[2]) 1891 angegebene Modifikation des Maxwellschen Verfahrens an. Anderson verwendet die aus Fig. 1[3]) ersichtliche Schaltung, in der L die zu messende Selbstinduktion, c den Gleichstromwiderstand der bezüglichen Spule, a, b, d und e selbstinduktionsfreie Widerstände, C die Vergleichskapazität, f das Nullinstrument (Galvanometer bzw. Telephon), g die Stromquelle (Gleich- bzw. Wechselstrom) bedeuten. Bei der Andersonschen Methode wird zuerst mit Gleichstrom und Galvanometer die Bedingung $a:b = c:d$ hergestellt, dann der Widerstand e so geregelt, daß bei Benutzung von Wechselstrom statt des Gleichstroms und von Telephon statt des Galvanometers das Telephon Stromlosigkeit anzeigt. Dann gilt die Beziehung

$$L = C[b \cdot c + e(c + d)]. \qquad 1)$$

Die Gleichung findet sich bei Orlich (a. a. O.) abgeleitet.

---

[1]) F. Dolezalek, *diese Zeitschr.* **23.** *S. 245. 1903.*

[2]) Anderson, zitiert nach E. Orlich, Kapazität und Induktivität. Braunschweig. Fr. Vieweg & Sohn. 1909. S. 257.

[3]) Figur nach: Lehrbuch der prakt. Physik von Fr. Kohlrausch, 14. Aufl. 1923. S. 643.

Bei der Zusammenstellung der in Rede stehenden Brücke verfolgte ich den Zweck, ein kompendiöses, leicht zu bedienendes Instrument zu schaffen, bei dem die notwendige Zusammendrängung der Teile auf einen verhältnismäßig kleinen Raum allerdings von vornherein — ähnlich wie bei der eingangs genannten Brücke — den Charakter der Anordnung als genaues Meßinstrument ausschloß, ganz zu geschweigen von den Ansprüchen, welche die Physikalisch-Technische Reichsanstalt[1]) an ein Präzisionsinstrument stellt. Das von mir hergestellte Instrument, beurteilt nach dem in meinen Händen befindlichen Exemplar, gestattet nur Bestimmungen, bei denen es auf einige Prozente Abweichung von dem genauen Wert nicht ankommt. Es lassen sich damit Selbstinduktionswerte bis herunter zu 10^5 cm (10^{-4} Henry) und weniger messen.

Die Widerstände ab (Fig. 1) sind als kreisförmiger Schleifdraht mit doppeltem Umgang (s. weiter unten) ausgebildet. Durch Verschiebung des Schleifdrahtes gegen einen feststehenden Schleifkontakt wird die Nullstellung des Brückenzweiges bei Gleichstrom bewirkt. Die Minimumstellung bei Wechselstrom geschieht aber nicht, wie gewöhnlich bei der Andersonschen Methode, durch Veränderung des Widerstandes e, sondern durch Veränderung der Kapazität C, während der Widerstand e ungeändert bleibt: die Einstellung wird mit einem Drehkondensator vorgenommen.

Als Teil des Schleifdrahtes hat b natürlich nur einen geringen Widerstandswert; auch der Wert von c ist in der Praxis gewöhnlich niedrig. Aus der oben genannten Formel folgt deshalb, daß der Widerstand e einen ziemlich hohen Betrag besitzen muß (zweckmäßig 5000 bis 20000 bis 100000 Ω). Ich verwende zu diesem Zweck einen von Siemens & Halske stammenden, einem Präzisionsgalvanometer der Firma beigegebenen Vorschaltwiderstand von insgesamt 99000 Ω, der in drei Teile (4000, 45000, 50000 Ω) unterteilt ist, die einzeln oder kombiniert, in Reihe oder parallel geschaltet verwendet werden können. Diesen Widerstand schalte ich außen an das Instrument an. Natürlich würde man ein ähnliche Widerstandskombination — die aber durchaus möglichst kapazitätsfrei sein muß — auch in das Instrument einbauen können. (Zu dem Widerstand e addiert sich bei dem praktischen Gebrauch der Brücke der Übergangswiderstand am Schleifkontakt. Fehler können dadurch jedoch nicht entstehen, da gegenüber dem großen Widerstand e der genannte Übergangswiderstand verschwindend klein ist. Bei meinem Instrument beträgt er nach zahlreichen Messungen stets weniger als 0,1 Ω.) Den Widerstand d habe ich in das Instrument eingebaut. Er ist veränderlich: durch Stöpselung lassen sich die Werte 1, 10, 100, 1000 Ω (bifilar gewickelte Widerstände aus Manganindraht von 0,45 bzw. 0,15 mm Durchmesser, künstlich gealtert)[2]) verwenden.

Die veränderliche Kapazität C wird durch einen Drehkondensator von etwa 1000 cm Kapazität dargestellt, dem je nach Bedürfnis ein bis vier kleine Glimmerkondensatoren in Einzelwerten von etwa 1000 bis etwa 3000 cm durch Stöpselung parallel geschaltet werden können. Es ist so möglich, den Wert C von etwa 100 cm bis etwa 8000 cm kontinuierlich zu variieren. (Außerdem ist noch ein fünfter Zusatzkondensator von nur 500 cm Kapazität vorhanden, der im besonderen dazu dient, im Bedarfsfalle die Minimumstelle des Drehkondensators an eine für die Abstimmung bequeme Stelle der Skala zu legen.) Der Drehkondensator ist nach außen hin durch eine Schutzhülle aus Kupferblech abgeschützt, welche mit den festen Platten des Kon-

[1]) Vgl. z. B. E. Giebe, Präzisionsmessungen an Selbstinduktionsnormalen. *Diese Zeitschr.* **31.** *S. 6—20. 1911.*

[2]) Vgl. Ostwald-Luther, Hand- und Hilfsbuch zur Ausführung physiko-chemischer Messungen. 3. Aufl. Leipzig, W. Engelmann. 1910. S. 413.

densators, sowie auch mit dem Stöpselmetallblock der Zusatzkondensatoren leitend verbunden ist und geerdet werden kann. Der Erdungspunkt entspricht dem Punkt, in dem in Fig. 1 *b* und *d* zusammenstoßen.

Der Schleifdraht ist auf der Peripherie eines zylindrisch abgedrehten Stückes Hartgummi von etwa 8,5 cm Durchmesser und 10 mm Dicke angebracht; er besteht aus Konstantandraht von 0,3 mm Durchmesser. Er liegt in einer seichten, in die Zylinderfläche des Hartgummistücks eingedrehten Rinne, ist zunächst um nahezu den ganzen Umfang des Zylinders herumgeführt, windet sich dann um ein hier befestiges Schräubchen und kehrt, parallel zu seinem ersten Wege und etwa 2 mm von ihm entfernt, in einer etwas tiefer eingedrehten Rinne zurück, um etwa 20 mm vor der Anfangsstelle zu endigen. Beide Enden des Schleifdrahtes sind an dicke Kupferdrähte angelötet, welche mit entsprechenden, an der Achse des Schleifdrahtträgers befestigten zylindrischen Metallteilen verschraubt sind, auf denen Metallfedern schleifen, die die Verbindungen des Schleifdrahtes mit den übrigen Teilen des Instrumentes bewirken. Der Schleifkontakt wird durch einen stärkeren federnden Messingdraht bewirkt, dessen schleifendes Ende aus Konstantan besteht. Der Kontaktdraht gleitet natürlich nur auf dem ersten Umgang des Schleifdrahtes; zweckmäßig verlegt man den Beginn des

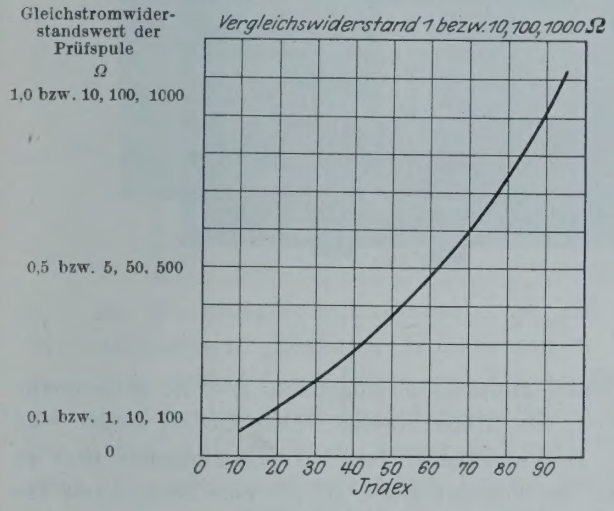


Fig. 2.

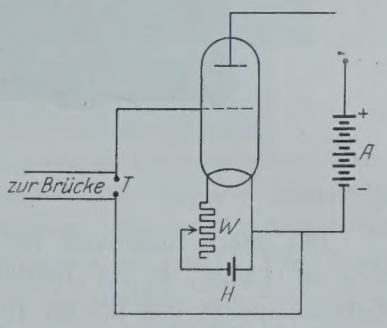


Fig. 3.

Kontaktes in eine Entfernung von etwa 15 mm vom Anfang des Schleifdrahtes; das Ende des Kontaktes ist durch das erwähnte Schräubchen gegeben. So hat man für die Gleichstromeinstellung der Brücke etwas mehr als die Hälfte des Schleifdrahtes zur Verfügung, und es ist mit Hilfe der Vergleichswiderstände 1, 10, 100 und 1000 Ω eine kontinuierliche Abgleichung für alle in der Praxis vorkommenden Gleichstromwiderstände der Prüfspulen ermöglicht. Die Achse des Schleifdrahtträgers trägt oben eine kreisförmige, in 100 Teile geteilte Hartgummiskala, deren Ohmwerte für die vier verschiedenen Vergleichswiderstände in graphische Form gebracht sind (Fig. 2)[1]). Nach Nullstellung des Galvanometers läßt sich aus diesen Kurven der Gleichstromwiderstand *c* der Prüfspule ohne weiteres ablesen.

Zur Verschärfung und Erleichterung der Nulleinstellung mit dem Telephon dient

[1]) Für jeden Vergleichswiderstand ist eine besondere Kurve nötig, da die Kurven in ihrer Gestalt etwas voneinander abweichen. Der Raumersparnis wegen ist in Fig. 2 nur eine Kurve dargestellt, auch die Millimeterteilung des Papiers weggelassen.

eine Verstärkerröhre (Dreielektrodenröhre), deren Schaltung Fig. 3 zeigt. Es kann wahlweise mit und ohne Verstärkung gearbeitet werden. In Fig. 3 bedeutet T die Steckbuchsen für das Telephon ohne Verstärkung, T_1 das Telephon bei Benutzung der Verstärkung. A bedeutet die Anodenbatterie, H die Heizbatterie, W einen variablen Heizwiderstand. Der Anschluß der Heizbatterie muß so geschehen, daß ihr negativer Pol mit dem negativen Pol der Anodenbatterie verbunden wird[1]). Diese Verstärkung erleichtert den Gebrauch des Instrumentes sehr erheblich.

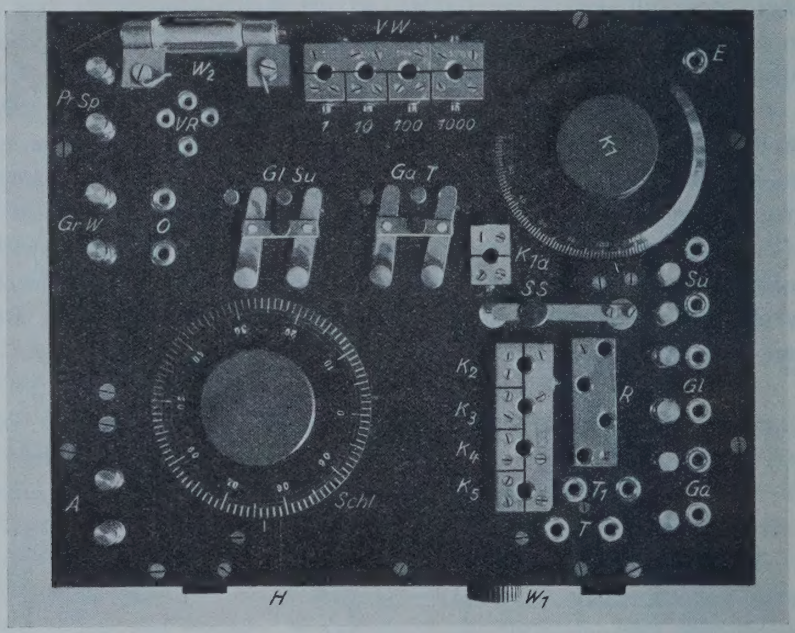


Fig. 4.

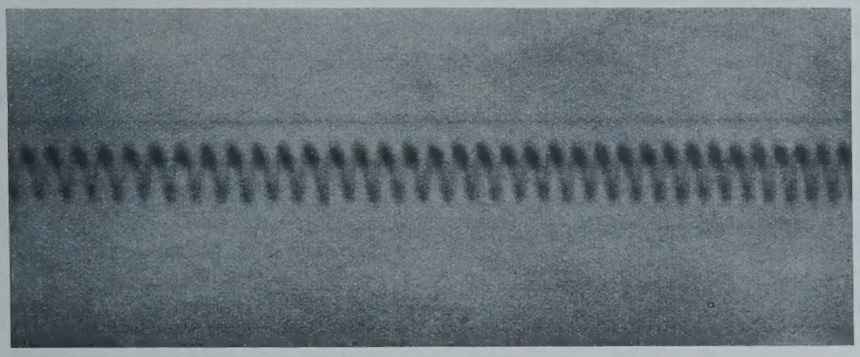
Das ganze Instrument ist in einen Holzkasten eingebaut, der die Außenmaße $25^1/_2$ cm (Länge), 21 cm (Breite), $10^1/_2$ cm (Höhe) besitzt. Den Deckel bildet eine Hartgummiplatte von 0,5 cm Dicke. Die sämtlichen Teile des Instrumentes sind an dieser Deckelplatte bzw. an einer mit ihr verschraubten, in die eine Seitenwand des Kastens eingefügten Hartgummiplatte befestigt.

Fig. 4 zeigt das fertige Instrument von oben gesehen. Hierin bedeutet *Schl* die Skala des Schleifdrahtes, K_1 den Vergleichsdrehkondensator, K_2, K_3, K_4, K_5, K_{1a} die Stöpselkontakte für die Zusatzkondensatoren, R Ruheplätze für die Stöpsel dieser Kontakte, *PrSp* die Klemmen für Anschaltung der Prüfspule, *GrW* die Klemmen für die Anschaltung des großen Widerstandes (e in Fig. 1), O Buchsen für einen Kurzschlußstecker zum Kurzschließen des Widerstandes e bei Einstellung der Brücke mit Gleichstrom. *Su* sind Klemmen bzw. Buchsen für Anschluß der Wechselstromquelle, *Gl* für Anschluß der Gleichstromquelle, *Ga* für das Galvanometer; *SS* bedeutet einen federnden Stromschlüssel zur Betätigung des Gleichstroms bei Einstellung des Schleifdrahtes, *VW* sind die Kontakte für die Vergleichswiderstände 1, 10, 100, 1000 Ω, E eine Steckbuchse zur Erdung der Schutzhülle des Drehkondensators; T bedeutet die Buchsen für das Telephon ohne, T_1 mit Verstärkung; bei A wird die Anoden-

[1]) In Fig. 3 ist das Zeichen für die Heizbatterie bezüglich der Polung versehentlich verkehrt gezeichnet.

batterie angeschaltet, *VR* sind die Steckbuchsen für die Verstärkerröhre, W_1 ein Drehknopf für den dem Heizfaden der Verstärkerröhre vorgeschalteten variablen Widerstand, mit dem in Reihe geschaltet ist der Eisen-Wasserstoff-Widerstand W_2. Bei *H* sind an der Seitenwand des Apparates, und zwar — wie W_1 — an einer Hartgummiplatte, welche mit dem Hartgummideckel verschraubt ist, Buchsen zum Anschluß der Heizbatterie angebracht. *GlSu* und *GaT* sind zwei doppelpolige Umschalter, welche bei Linksstellung Gleichstrom und Galvanometer, bei Rechtsstellung Wechselstrom und Telephon zum Betriebe der Brücke bereitstellen.

Als Gleichstromquelle zur Brückeneinstellung mit dem Galvanometer verwende ich einen Akkumulator 2 Volt; der von diesem gelieferte Strom passiert zum Schutz des Schleifdrahtes zunächst einen geeigneten Widerstand (23 Ω, hergestellt aus Manganindraht 0,45 mm ∅).



—→ Bewegungsrichtung der Kurve. Fig. 5.

Als Wechselstromquelle habe ich als sehr geeignet den von einem kleinen Extrastromapparat gelieferten Induktionsstrom befunden. Der Apparat besteht aus einer Spule von $6^1/_2$ cm Länge und $2^1/_2$ cm Durchmesser, die aus Kupferdraht von 0,4 mm ∅ hergestellt ist und einen aus feinen Eisendrähten bestehenden Kern besitzt. Der Anker wird durch ein kurzes federndes Stahlblech gebildet. Bei Speisung mit einer Akkumulatorenbatterie 4 Volt beträgt die Frequenz je nach Stellung der Platinkontaktschraube 250 bis 400 pro Sekunde. Das in Fig. 5 wiedergegebene, bei Frequenz 290 (akustisch *d'*) aufgenommene Oszillogramm gibt Aufschluß über die Form des gelieferten Betriebsstroms; die gerade Linie in der Figur bedeutet die Nullinie (Stromlosigkeit des Oszillographen)[1]. Der Wechselstromerzeuger wird zweckmäßig einige Meter entfernt von der Brücke aufgestellt.

Die Verwendung des Instrumentes in der Praxis gestaltet sich nun folgendermaßen: Die zu messende Spule wird bei *PrSp* (Fig. 4) angeschaltet, ebenso wird der große Widerstand *e* (Fig. 1) bei *GrW* (Fig. 4), ferner die Gleichstrom- und die Wechselstromquelle, das Galvanometer, die Verstärkerröhre, die Anoden- und die Heizbatterie an den für sie bestimmten Stellen mit dem Instrument verbunden. Die Stöpsel für die Zusatzkondensatoren $K_{2-5,1a}$ stehen auf ihren Ruheplätzen *R*. Sodann wird bei *O*

[1]) Die Aufnahme wurde hergestellt mit einem von mir gebauten Oszillographen, dessen aus Silberdraht 0,05 mm ∅ gebildete Schleife $11^1/_2$ cm lang und durch mit dem Drahte verschlungene Baumwollfädchen gedämpft ist; das aus einem mikroskopischen Deckglas gefertigte Spiegelchen mißt $1^1/_2$ mm im Quadrat. — Zu Fig. 5 ist noch zu bemerken, daß bei dem genannten Extrastromapparat die Nullinie meist außerhalb der Stromkurve liegt.

(Fig. 4) der große Widerstand e durch Kurzschluß überbrückt, und die beiden Umschalter werden durch Linksstellung für Gleichstrom und Galvanometer eingestellt. Ein passender Widerstand bei *VW* (Fig. 4) wird gestöpselt. Der bei Drücken des federnden Stromschlüssels *SS* entstehende Galvanometerausschlag wird durch Drehen der Kopfskala des Schleifdrahtes *Schl* auf Null gebracht (sollte das zunächst nicht möglich sein, so muß bei *VW* ein anderer Widerstand gestöpselt werden). Nun wird der Kurzschlußstecker bei *O* entfernt, und die beiden Umschalter werden durch Rechtsstellung auf Wechselstrom und Telephon eingestellt. Das Telephon wird bei *T* (oder wenn man, wie meist zweckmäßig, mit Verstärkung arbeiten will, bei T_1) angeschaltet, der Wechselstromapparat in Tätigkeit gesetzt und nun versucht, durch Drehen der Skala des Drehkondensators das Tonminimum zu erzielen. Läßt sich dies mit der Kapazität des Drehkondensators allein nicht erreichen, so muß die Kapazität durch Stöpselung eines oder mehrerer der Zusatzkondensatoren K_2 bis K_5 vergrößert werden; erforderlichenfalls wird auch der Zusatzkondensator K_{1a} gestöpselt (s. oben). Jedenfalls kommt man so sehr schnell zu einer Kombination, bei der man feststellt, daß der Ton im Telephon bei Drehung der Kondensatorskala sowohl nach rechts wie nach links an Stärke zunimmt, und es kommt nun nur noch darauf an, das hier liegende Minimum scharf einzustellen, was, wie gesagt, durch Verwendung der Verstärkung erheblich erleichtert wird. Der „große Widerstand" (e in Fig. 1) wird bei kleineren Selbstinduktionen zweckmäßig kleiner (5000 bis 20000 Ω), bei größeren größer (gegen 50000 bis 100000 Ω) gewählt.

Hat man auf diese Weise das Tonminimum eingestellt, so ist aus der oben angegebenen Formel

$$L = C[b \cdot c + e(c + d)]$$

die Selbstinduktion der Prüfspule zu berechnen. Zur Ermittelung der Größe der Vergleichskapazität C muß man eine Eichkurve des Drehkondensators besitzen und die Kapazitätswerte der einzelnen Zusatzkondensatoren und ihrer möglichen Kombinationen kennen[1]). Durch einfache Addition erhält man den gesuchten Wert C. Der Wert c (Gleichstromwiderstand der Prüfspule) ist aus der Gleichstromeinstellung der Brücke bekannt: er wird gemäß der Nullstellung des Schleifdrahtes aus der graphischen Tabelle (Fig. 2) abgelesen. Ebenso sind e (der „große Widerstand") und d (der gestöpselte Vergleichswiderstand *VW*, Fig. 4) ohne weiteres bekannt. Es fehlt nun noch b, d. h. (siehe Fig. 1) der Widerstandswert desjenigen Teils des Schleifdrahtes, welcher zwischen dem Schleifkontakt und dem Vergleichskondensator liegt. Diesen Wert bestimmt man zweckmäßig ebenfalls aus einer graphischen Tabelle, die man sich von vornherein (durch entsprechenden Vergleich in einer gewöhnlichen Widerstandsbrücke) anlegt[2]).

Um nun den gesuchten Wert L aus der obigen Formel zu ermitteln, ist es notwendig, alle Werte der Formel auf ein gemeinsames Maß (zweckmäßig elektromagnetische Einheiten) zu bringen. Der Kapazitätswert C wird gewöhnlich in elektrostatischen Einheiten (cm) vorliegen. Da 1 elektrostat. $E. = \frac{1}{9} \cdot 10^{-20}$ elektromagn. E., so ist also der in cm angegebene Wert des Vergleichskondensators mit $\frac{1}{9} \cdot 10^{-20}$ zu

[1]) Sehr angenehm ist hierfür der Besitz einer zuverlässigen Kapazitätsmeßbrücke. Ein solches, von mir hergestelltes Instrument, welches die Physikalisch-Technische Reichsanstalt die Güte hatte für mich zu eichen, hat mir hier die besten Dienste geleistet. — Es empfiehlt sich übrigens, die Kondensatoren von Zeit zu Zeit nachzueichen.

[2]) Bei meinem Instrument hat der gesamte Schleifdraht 3,4 Ω Widerstand. Der Wert für b beträgt 3,3 Ω bei Teilstrich 7,7, 2,5 Ω bei 52,8, 1,7 Ω bei 95,2; es ergibt sich auf Milimeterpapier eine geradlinige Kurve.

multiplizieren. Auch bei den in Ohm angegebenen Widerstandswerten b, c, d und e ist eine Umrechnung notwendig. $1\ \Omega = 10^9$ elektromagnetischen E.; die Ohmwerte sind mit 10^9 zu multiplizieren. Nehmen wir also an, daß C in cm, b, c, d und e in Ohm vorliegen, so gestaltet sich die obige Formel folgendermaßen:

$$L_{\text{elm. E. (cm)}} = C \cdot \tfrac{1}{9} \cdot 10^{-20} [b \cdot c \cdot 10^{18} + e \cdot 10^9 (c + d) \cdot 10^9]$$
$$= C \cdot \tfrac{1}{9} \cdot 10^{-2} [b \cdot c + e(c + d)].$$

Nehmen wir ein praktisches Beispiel: Ein Selbstinduktionsnormal 0,1 Henry (Siemens & Halske) wurde mit der Brücke gemessen. Der Vergleichswiderstand d (Fig. 1) war 100 Ω; c, der Gleichstromwiderstand des Normals, ergab sich zu 19 Ω (Schleifdrahtskala auf Teilstrich 29; das entspricht einem Wert für b, Fig. 1, von 2,9 Ω); e war 99000 Ω; der Wert von C setzte sich aus dem des Drehkondensators (eingestellt auf $120^0 = 762$ cm) und dem der Zusatzkondensatoren $K_3 + K_4 + K_5$ (= 6900 cm) zusammen, betrug also 7662 cm. Daraus ergab sich

$$L_{\text{cm}} = 7662 \cdot \tfrac{1}{900} [(2{,}9 \cdot 19) + (99000 \cdot 119)]$$
$$= 8{,}51 \cdot [55{,}2 + 11780000]$$
$$= 469 + 100300000.$$

Aus dieser Rechnung geht hervor, daß bei dem sehr großen Wert von e (hier 99000) der Wert $b \cdot c$ (hier 55,2) eine verschwindend kleine Rolle spielt. Läßt man in dem obigen Beispiel den Wert $b \cdot c$ völlig weg, so ergibt sich im Endresultat eine Verschiebung erst in der 7. Stelle der Zahl. Bei einem Verfahren, das bezüglich der Genauigkeit Abweichungen von einigen Prozenten zuläßt, hat also die Einbeziehung von $b \cdot c$ in die Rechnung in dem obigen Beispiel keinen Sinn. Und selbst wenn der Widerstand e nur 20000 Ω groß genommen würde und der Wert von c das Zehnfache von dem Werte in dem obigen Beispiel betrüge, so würde die Differenz zwischen den Resultaten mit und ohne Berücksichtigung von $b \cdot c$ immer erst nur die 5. Stelle betreffen können, d. h. noch in die Fehlergrenzen des Verfahrens fallen. Für die Praxis ergibt sich hieraus, daß die Formel

$$L = C[b \cdot c + e(c + d)]$$

für das vorliegende Verfahren vereinfacht werden kann in die Formel

$$L = C \cdot e(c + d), \qquad 2)$$

d. h., wenn die Kapazität in cm und die Widerstände in Ohm vorliegen,

$$L_{\text{elm. E. (cm)}} = C \cdot \tfrac{1}{900} \cdot e(c + d) \qquad \text{oder,}$$

da 10^9 elektromagn. E. = 1 Henry,

$$L_{\text{Henry}} = C \cdot \tfrac{1}{9} \cdot 10^{-11} \cdot e \cdot (c + d).$$

Hier möchte ich noch auf folgendes aufmerksam machen: In dem obigen Beispiel (Messung des Selbstinduktionsnormals 0,1 Henry) haben wir mit mehreren Zusatzkondensatoren operieren müssen, da die Kapazität des Drehkondensators nicht ausreichte. Man macht nun die Beobachtung, daß die Scharfstellung des Tonminimums ganz allgemein um so schwieriger wird, je mehr Zusatzkapazität in Frage kommt. D. h. liegt das Tonminimum noch innerhalb der Kapazität des Drehkondensators ohne Zusatzkondensatoren, so ist das Minimum stets schärfer, als wenn man gezwungen ist, Zusatzkondensatoren zu Hilfe zu nehmen, um das Minimum zu erhalten. Wie aus der Formel für die Berechnung der Selbstinduktion 2) hervorgeht, läßt sich aber die notwendige Kapazität C verkleinern, wenn man den Gleichstromwiderstand c der Prüf-

spule vergrößert. Das kann leicht geschehen dadurch, daß man mit der Prüfspule in Reihe einen selbstinduktionsfreien Widerstand entsprechender Größe an das Instrument anschaltet. Wurde in dem vorliegenden Falle mit dem zu messenden Selbstinduktionsnormal in Reihe ein selbstinduktionsfreier Widerstand von 100 Ω angeschaltet, so mußte, um die Brücke bei Gleichstrom ins Gleichgewicht zu bringen, der Vergleichswiderstand $d = 1000\ \Omega$ gestöpselt werden. Nullstellung ergab sich bei Index 19 des Schleifdrahtes, entsprechend $c = 119\ \Omega$ und $b = 3{,}1\ \Omega$. Das Tonminimum wurde bei Drehkondensatorstellung $126^0 = 798$ cm gefunden; Zusatzkondensatoren waren nicht nötig; die Einstellung war erheblich schärfer als bei der vorhergehenden Messung [1]). Die Berechnung der Selbstinduktion nach der Formel 1) stellte sich wie folgt:

$$\begin{aligned} L_{cm} &= 798 \cdot \tfrac{1}{900}\,[(3{,}1 \cdot 119) + (99000 \cdot 1119)] \\ &= 0{,}887\,[369 + 110800000] \\ &= 327 + 98500000. \end{aligned}$$

Die Rechnung ergibt ein um nahezu $2\,\%$ von dem vorigen (100300000 cm) abweichendes Resultat (98500000 cm); sie zeigt im übrigen wieder, daß das Verfahren zweckmäßig die vereinfachte Formel 2) benutzt.

Haben wir hier einen Zusatzwiderstand zur Prüfspule verwandt, um die Einstellung am Drehkondensator zu erleichtern, so kann anderseits in bestimmten Fällen ein solcher Zusatzwiderstand direkt nötig werden, um die Messung mit dem Instrument überhaupt ausführen zu können, nämlich dann, wenn es sich um Spulen mit kleinem Gleichstromwiderstand, aber großer Selbstinduktion handelt, d. h. um dickdrähtige größere Spulen. Hier ein Beispiel: Auf ein dünndrähtiges Eisenbündel von 2 cm Durchmesser und 20 cm Länge waren etwa 60 m Kupferdraht von 0,8 mm Stärke (Wachsdraht) zu einer Spule gewickelt. Gleichstromeinstellung mit Vergleichswiderstand 10 Ω ergab 2,1 Ω Gleichstromwiderstand (c) der Spule. Bei Wechselstromschaltung (der große Widerstand e betrug 99000 Ω) zeigte es sich, daß der Kapazitätswert C der vorhandenen Vergleichskondensatoren (des Drehkondensators mit sämtlichen Zusatzkondensatoren) nicht genügte, um die Minimumstelle zu erreichen. Um dies mit den vorhandenen Kondensatoren zu ermöglichen, wurde mit der Prüfspule in Reihe ein selbstinduktionsfreier Widerstand von 10 Ω geschaltet. Dadurch wurde $c = 2{,}1 + 10 = 12{,}1\ \Omega$. Jetzt konnte als Vergleichswiderstand (d) 100 Ω gestöpselt werden, und dadurch wurde $c + d = 112{,}1$ (gegenüber 12,1 bei der ursprünglichen Disposition der Brücke). Da $c + d$ also nahezu 10 mal so groß wurde wie zuerst, brauchte C nur ungefähr den 10. Teil so groß zu sein wie der ursprünglich erforderliche Kapazitätswert der Vergleichskondensatoren, und es ergab in der Tat nach Gleichstromnullstellung der Brücke die nunmehrige Wechselstromschaltung das Minimum schon bei Verwendung des Drehkondensators allein, ohne Zusatzkondensatoren. Die Selbstinduktion der Prüfspule ergab sich, nach Formel 2) berechnet, zu 12500000 cm.

Um die Brauchbarkeit der Angaben meines Instrumentes weiter zu kontrollieren, habe ich eine gegenseitige Prüfung der Angaben in der Weise vorgenommen, daß ich jeweils bei ein und derselben Prüfspule unter Verwendung verschieden hoher Werte für e Messungen ausführte. Die folgende Tabelle zeigt die Ergebnisse der Messungen

[1]) Es liegt hier also grundsätzlich die Möglichkeit vor, Selbstinduktionen durch Vergleich mit einem einzigen Drehkondensator beschränkter Kapazität unter Zuhilfenahme selbstinduktionsfreier Widerstände zu messen. Ich behalte mir vor, die praktische Brauchbarkeit dieser Methode weiter zu untersuchen.

von sog. „Honigwabenspulen“, wie sie an Rundfunkapparaten Verwendung finden. Die Tabelle gibt auch ein allgemeines Bild von der Leistungsfähigkeit des Verfahrens.

„Honigwabenspulen“.

Bezeichnung (angegebene Windungszahl)	Gleichstromwiderstand (Ohm)	Messung mit Widerstand e (Ohm)	Messungsergebnis L (cm)	Bezeichnung (angegebene Windungszahl)	Gleichstromwiderstand (Ohm)	Messung mit Widerstand e (Ohm)	Messungsergebnis L (cm)
1500	110	99000	$165{,}6 \cdot 10^6$	200	7,4	99000	$260 \cdot 10^4$
		45000	$165{,}8 \cdot 10^6$			45000	$261 \cdot 10^4$
		23700 [1])	$163{,}3 \cdot 10^6$			23700	$260 \cdot 10^4$
1250	90	99000	$116 \cdot 10^6$	150	7,3	99000	$146 \cdot 10^4$
		45000	$118 \cdot 10^6$			45000	$142 \cdot 10^4$
		23700	$118 \cdot 10^6$			23700	$145 \cdot 10^4$
1000	71	99000	$774 \cdot 10^5$	100	5,1	99000	$627 \cdot 10^3$
		45000	$780 \cdot 10^5$			45000	$608 \cdot 10^3$
		23700	$777 \cdot 10^5$			23700	$618 \cdot 10^3$
750	46	99000	$391 \cdot 10^5$	75 (I)	4,7	99000	$388 \cdot 10^3$
		45000	$388 \cdot 10^5$			45000	$369 \cdot 10^3$
600	37	99000	$240 \cdot 10^5$			23700	$363 \cdot 10^3$
		45000	$239 \cdot 10^5$	75 (II)	3,0	99000	$253 \cdot 10^3$
		23700	$239 \cdot 10^5$			45000	$245 \cdot 10^3$
500	29,5	99000	$171 \cdot 10^5$			23700	$238 \cdot 10^3$
		45000	$172 \cdot 10^5$	50 (I)	2,6	99000	$173 \cdot 10^3$
		23700	$166 \cdot 10^5$			45000	$179 \cdot 10^3$
400	16	99000	$103 \cdot 10^5$			23700	$174 \cdot 10^3$
		45000	$104 \cdot 10^5$	50 (II)	2,4	45000	$155 \cdot 10^3$
		23700	$105 \cdot 10^5$			23700	$152 \cdot 10^3$
300	15,7	99000	$542 \cdot 10^4$	35	1,9	45000	$828 \cdot 10^2$
		45000	$520 \cdot 10^4$			23700	$853 \cdot 10^2$
		23700	$518 \cdot 10^4$	25	1,9	45000	$931 \cdot 10^2$
250	13	99000	$402 \cdot 10^4$			23700	$952 \cdot 10^2$
		45000	$393 \cdot 10^4$				
		23700	$388 \cdot 10^4$				

Nachschrift bei der Korrektur. Nach Abschluß des Manuskripts der vorstehenden Mitteilung habe ich eine Änderung an dem beschriebenen Instrument dahin vorgenommen, daß ich die der Verstärkung dienenden Teile (die Anschlüsse für die Heiz- und die Anodenbatterie, die Heizwiderstände und die Verstärkerröhre) zusammen in die Nähe der Telephonanschlüsse gelegt habe; den hierfür nötigen Platz bot die seitliche Hartgummiplatte. Hierdurch wurden längere Leitungen innerhalb der Verstärkeranordnung vermieden und die Minimumeinstellung verbessert.

[1]) 50000 Ω und 45000 Ω parallel geschaltet.

Referate.

Geodätische Instrumente und Rechenmaschinen auf der Ausstellung für Optik und Feinmechanik in Wien.

Von P. Werkmeister in Dresden.

Das Technische Versuchsamt in Wien veranstaltet zur Zeit in seinen Räumen (Wien IX, Michelbauerngasse 6/8) eine bis Mitte Dezember geöffnete Ausstellung für Optik und Feinmechanik. „Die Ausstellung hat in erster Linie den Zweck, ein Bild der österreichischen Erzeugung optischer und feinmechanischer Apparate und Instrumente zu geben"; trotzdem wurden auch nicht österreichische Firmen „nach Maßgabe des verfügbaren Platzes zur Ausstellung eingeladen". Aus verschiedenen Gründen ist es zu bedauern, daß — wohl mit Rücksicht auf die aus dem Programm herauszulesende Einschränkung — nur ganz wenige deutsche Firmen — es ist etwa ein Dutzend — sich unmittelbar an der Ausstellung beteiligt haben; von unseren bekannten deutschen Werkstätten zum Bau von geodätischen Instrumenten hat nicht eine ausgestellt.

Geodätische Instrumente sind ausgestellt von den Wiener Firmen Franz Dworak, Neuhöfer und Sohn A.-G., Rudolf und August Rost und Starke und Kammerer A.-G. und von der Verkaufs-Aktiengesellschaft Heinrich Wild in Heerbrugg (Schweiz). Unter den Instrumenten von Franz Dworak befindet sich ein als kleines Universalinstrument zu bezeichnender Theodolit in recht brauchbarer Ausführung. Die Firma Neuhöfer und Sohn zeigt eine Reihe von Theodoliten und Nivellierinstrumenten in verschiedenen Größen in den in Österreich üblichen, z. T. auch in den in Deutschland eingeführten Bauarten. Von Rudolf und August Rost ist eine ganze Reihe von Instrumenten zu sehen. Einen recht guten Eindruck machen die von Starke und Kammerer ausgestellten Instrumente. Die Firma Heinrich Wild hat ein kleines Nivellierinstrument, ihren Theodolit ohne und mit Entfernungsmesser und den seit kurzem gebauten Phototheodolit ausgestellt.

An Rechenmaschinen sind so ziemlich alle Bauarten vertreten. L. Spitz & Co. zeigt die Maschine „Unitas" mit Tasteneinstellung und eine äußerlich den „Brunsviga"-Maschinen ähnlich sehende Maschine „Facit". Von den unter dem Namen „Brunsviga" bekannten Erzeugnissen der Firma Grimme, Natalis & Co. sind verschiedene Bauarten ausgestellt; dabei ist besonders auf die „Nova-Brunsviga" hinzuweisen, von der demnächst hier die Rede sein wird. Die Rechenmaschine „Millionär" wird mit Tasteneinstellung und elektrischem Antrieb vorgeführt. Von dem bekannten Erbauer von Rechenmaschinen Ch. Hamann sind die als „Mercedes-Euklid" und „Hamann-Manus" bezeichneten, für selbsttätiges Dividieren eingerichteten Maschinen zu sehen. Ferner findet man noch die von dem Triumphatorwerk in Mölkau bei Leipzig hergestellte Doppelmaschine „P-Duplex" und eine in Zürich „nach ganz neuen Prinzipien gebaute" Rechenmaschine „Eos".

Die Firma J. B. Soellner Nachf. in Nürnberg hat Rechenschieber aus Leichtmetall ausgestellt; die Teilungen dieser Schieber machen einen recht guten Eindruck.

Der Rechenschieber „Py-Lo".

Nach dem Instrument und einer Gebrauchsanweisung.

Dieser nach den Angaben von Seifert durch die Firma R. Reiss in Liebenwerda hergestellte Rechenschieber hat zwei, auf Stab und Zunge untergebrachte Doppelteilungen; eine logarithmische oder „Lo"-Teilung und eine quadratische oder „pythagoräische" oder „Py"-Teilung. Die eine „Lo"-Teilung ist auf dem oberen Stabteil, die andere auf der Vorderseite der Zunge; dementsprechend ist die eine „Py"-Teilung auf dem unteren Stabteil und die andere auf der Rückseite der Zunge. Um eine möglichst große Genauigkeit[1]) zu erreichen — berücksichtigt sind dabei zunächst die Bedürfnisse des Landmessers —, ist jede Teilung abgebrochen, auf zwei Zeilen angetragen; die Länge einer Teilung beträgt 625 mm. Sowohl bei der „Lo"- als auch bei der „Py"-Teilung ist die Zungen-

[1]) Vgl. Wunderwald: Eine Genauigkeitsuntersuchung des Rechenstabes „Pylo". *Allg. Verm. Nachr. 1925, S. 417.*

teilung nicht gleichsinnig — wie beim gewöhnlichen Rechenschieber — sondern gegensinnig zu der entsprechenden Stabteilung.

Die „Lo"-Teilung kann zum Multiplizieren und Dividieren benützt werden; die „Py"-Teilung dient insbesondere zur Berechnung einer Seite im rechtwinkligen Dreieck aus den beiden anderen Seiten auf Grund des pythagoräischen Lehrsatzes.

Für die Ablesung der Rechenergebnisse an dem einen oder anderen Teil der abgebrochenen Teilungen werden in der Gebrauchsanweisung besondere Regeln angegeben; an Stelle von solchen verwendet man besser Überschlagsrechnungen. Infolge der abgebrochenen Teilungen und der nicht gleichsinnigen Teilungen — bei der „Py"-Teilung kommt dazu noch eine dreifache Bezifferung — ist das Rechnen mit dem neuen Rechenschieber wenig übersichtlich; rasche und sichere Rechnung ist nur möglich bei regelmäßiger Benützung.

In bezug auf die äußere Ausstattung des Rechenschiebers wäre zu wünschen, daß bei den bezifferten Strichen zwischen 1—0—0—0, 2—0—0—0 und 3—0—0—0 nicht nur eine, sondern zwei Ziffern — also z. B. 1—1, 1—2 ... und nicht nur 1, 2 ... — angeschrieben würden; Platz ist — im Gegensatz zum gewöhnlichen Rechenschieber, wo übrigens Täuschungen weniger möglich sind — genügend vorhanden. Der ohne seitliche Ränder gebaute Glasläufer trägt einen roten Strich zum Einstellen bzw. Ablesen; die Verwendung eines solchen dürfte auch beim gewöhnlichen Rechenschieber viele Freunde finden. *P. Werkmeister.*

Ein neues Verfahren zur Herstellung durchsichtiger, frei ausgespannter Metallhäutchen.

Von K. Lauch und W. Ruppert. *Physikal. Zeitschr.* **27.** *S. 452—454. 1926.*

Die Verfasser haben das Verfahren von C. Müller[1]) zur Erzeugung feinster Metallhäutchen (Ultramembranen) weiter ausgebildet und vereinfacht. Das betreffende Metall wird durch Kathodenzerstäubung auf hochglanzpolierte Steinsalzplatten niedergeschlagen und dann der Kristall in langsam und wirbelfrei strömenden Wasser weggelöst. Die Handhabung der Häutchen wird durch vorherige Herstellung einer verdickten, ebenfalls durch Kathodenzerstäubung auf dem Kristall hergestellten, ringformigen Rähmchens außerordentlich erleichtert. In der kurzen Zeit von etwa 2—3 Stunden können Membranen von 5 $\mu\mu$ Dicke und 5 mm nutzbarem Durchmesser hergestellt werden. Bei 10 $\mu\mu$ bzw. 40—50 $\mu\mu$ Dicke läßt sich der nutzbare Durchmesser auf 8 mm bzw. 30—40 mm vergrößern. Bisher wurden Silber, Gold, Platin, Nickel und Kupfer als Membranmetalle verwendet.

Die Veröffentlichung macht noch nähere Angaben über geeignete Spannungsvorrichtungen für die Häutchen sowie über ihre Dickenmessungen. G.

Messung des Lichtstreuungskoeffizienten einiger gesättigter Dämpfe.

(Measurement of the light scattering coefficient of some saturated vapors.)

Von S. Ewing. *Journ. Opt. Soc. America* **12.** *S. 15—26. 1926.*

Nach einem kurzen Überblick über die Einstein-Smoluchowskische Theorie der Streuung wird ein Abriß der vom Verf. benutzten Apparatur und Methode zur Bestimmung des Streukoeffizienten α gegeben. Durch Messung der Intensitäten des rechtwinklig zur Lichtfortpflanzung gestreuten Lichtes kann α gefunden werden. Die Intensitätsmessung wird photographisch-spektralphotometrisch mit einem Quarzspektrographen unter Berücksichtigung der Schwärzungskurve der photographischen Platte ausgeführt und der Streukoeffizient für die effektive Wellenlänge errechnet. Der Dampf ist in ein kreuzförmiges Glasgefäß eingeschlossen, dessen drei kurze Arme in kugelförmigen Erweiterungen endigen, während der vierte Arm länger ist und spitz ausläuft. Das ganze Gefäß ist schwarz gestrichen, und nur kleine Öffnungen für den Lichteintritt und Austritt sind an den Kugeln freigelassen. Das eintretende Licht pflanzt sich geradlinig durch den kurzen Querarm fort; das gestreute Licht tritt aus dem kugeligen Ende des Längsarmes aus; der Hintergrund hat vermöge der langen Spitze Eigenschaften des schwarzen Hohlkörpers. Die Ergebnisse sind aus der Tabelle ersichtlich:

[1]) Tätigkeitsberichte der Physikal.-Techn. Reichsanstalt, *diese Zeitschr.* **44.** *S. 119. 1924 u.* **45.** *S. 231. 1925. Sitzungsber. d. Preuß. Akad. d. Wiss. S. 464. 1925.*

Berechnete und gemessene Werte des Streukoeffizienten.

Substanz		Streukoeffizient berechnet	Streukoeffizient gemessen
Äther	99,7°	$4{,}43 \cdot 10^{-5}$	4,585 bis $4{,}75 \cdot 10^{-5}$
Benzol	99,8°	1,597	1,553 „ 1,579
Chloroform	99,8°	1,816	1,803 „ 1,812
Äthylalkohol	99,8°	1,445	1,432 „ 1,455
Methylalkohol	99,8°	1,855 (?)	1,295 „ 1,279

Die Benutzung der Meßergebnisse für die Berechnung der Loschmidtschen Zahl ergab für diese $(2{,}69 + 0{,}03)\ 10^{19}$ Moleküle je ccm unter Normalbedingungen. *Flügge.*

Das Okularinterferometer.

Von V. Ronchi. *Rendiconti Acc. Lincei* ***II.*** *Ser. 6a. 2. sem. fasc. 9. S. 319. 1925.*

Unter einem Okularinterferometer versteht Verf. ein Zirkulargitter, das die Stelle eines Okulars vertritt. Die in vorliegender Abhandlung angestellten Untersuchungen beziehen sich auf ein Gitter von 30 Strichen pro mm. Das Objektiv des Fernrohrs hat 28,5 cm Brennweite und eine nutzbare Öffnung bis zu 49 mm. In 45 m Entfernung befindet sich als Objekt ein künstlicher Stern. Auf einem Schirm oder bei subjektiver Betrachtung in der Bildebene eines besonderen Okulars entsteht ein Beugungsbildchen des Sterns, bestehend aus einem kleinen Scheibchen und umgebenden äquidistanten Interferenzringen, d. h. es bilden sich die in den Ronchischen Objektivprüfungsmethoden benutzten einfachen Interferenzen (*diese Zeitschr.* ***46.*** *S. 209. 1926*). Wenn ein Doppelstern mit der angegebenen Vorrichtung beobachtet wird, entstehen, von jedem der Sterne herrührend, zwei derartige Interferenzsysteme, die durch Überlagerung Anlaß zu den bekannten Kombinationsinterferenzen geben. Der Doppelstern erscheint als Scheibchenpaar mit hyperbolischen Interferenzstreifen. Aus dem Winkel der Hyperbeläste läßt sich unter Einsetzen der Konstanten des Instruments der Winkelabstand der Komponenten des Doppelsterns errechnen. Das Okularinterferometer, eine Abart der Woodschen Zonenplatte, wirkt wie ein zerstreuendes Okular, wenn es zum Objektiv intrafokal aufgestellt ist, als sammelndes Okular, wenn ultrafokal. *Flügge.*

Doppelsternmessung mit einem Gitterinterferometer.

Von V. Ronchi. *Rendiconti Acc. Lincei* ***II.*** *serie 6a, 2. sem. fasc. 7e 8. S. 257. 1925.*

Ein geradliniges Strichgitter von 50 Strichen pro mm und 5×5 mm Fläche ist an Stelle des Okulars am Amici-Äquatorial des Astrophysikalischen Observatoriums zu Arcetri derart angebracht, daß nach Bedarf Okular und Gitterinterferometer leicht auswechselbar sind. Das Objektiv „Amici I“ hat 28 cm nutzbare Öffnung und 529,56 cm Brennweite. Das praktisch erreichbare Auflösungsvermögen beträgt etwa 1″. Unter Verwendung des oben beschriebenen Gitterinterferometers erhöht sich das Auflösungsvermögen auf 0″,39, sofern die Objektivöffnung auf 20 cm abgeblendet wird. Verf. gibt an, daß das Auflösungsvermögen noch weiter gesteigert werden könnte bei Verwendung eines engeren Gitters mit 85 Strichen pro mm; es beträgt dann 0″,23; das Auflösungsvermögen noch höher zu treiben, ist unmöglich wegen der Deformation der aus dem Objektiv ausstrebenden Lichtwellenfläche. Die Gitterebene befindet sich einige Millimeter vom Brennpunkt entfernt. Verf. untersucht verschiedene Doppelsterne 3. bis 5. Größe mit Abständen von 0″,2 bis 3″. Der mittlere Fehler der Abstandsmessung ergibt sich zu 0″,03. *Flügge.*

Fraunhofer und die Entwicklung der Gittertechnik.

Von L. C. Glaser. *Zeitschr. f. techn. Physik* ***7.*** *S. 252. 1926.*

Die Technik der Herstellung von Beugungsgittern als auch die Deutung und theoretische Erklärung der damit erzielten Beugungserscheinungen in streng wissenschaftlichen Berechnungen gehen sämtlich auf Fraunhofer zurück. Daß gerade Fraunhofer der Begründer der Gittertechnik ist, erklärt sich daraus, daß er sich eine Zeitlang mit Kupferstechen und Lithographie beschäftigte, worin er es überdies zu einer Meisterschaft brachte. Von dieser Beschäftigung her waren ihm die Guillochier-Maschinen zur Herstellung von Stichen auf Holzschnitten, Stahl- und Kupferstichen be-

kannt, und wahrscheinlich wurden auch später die Fraunhoferschen Gitter mit derartigen Maschinen hergestellt, nachdem Barton sie bereits zur Herstellung von spektral schillernden Knöpfen benutzt hatte. Fraunhofers Verdienst besteht vor allem darin, mittels selbstgefertigter Gitterteilungen unter Benutzung des durch die „fixen" Linien des Sonnenspektrums gelieferten Wegweisers die Erscheinungen in den Beugungsspektren zu lokalisieren und zu systematisieren; Fraunhofer erkannte den Wesenskern der optischen Beugung und der Herstellung dazu dienender Gitter. Seine erste wissenschaftliche Arbeit hierüber stammt aus dem Jahre 1821, in der er den von ihm benutzten Apparat zur Messung von Beugungsspektren, der noch keinen Kollimator trägt, mit folgenden Worten beschreibt:

„Es ist im wesentlichen ein 12zölliges repetierendes Theodolith (= 324,8 mm), welches mittels des Verniers auf 4″ teilt. In der Mitte des Kreises ist, oberhalb demselben, eine ebene horizontale Scheibe von 6 Zoll (= 162,4 mm) Durchmesser, die sich um ihre eigene Achse dreht, und deren Mittelpunkt genau in der Achse des Theodolith liegt. Sie hat ihre eigene Teilung auf 10″. Auf der Mitte dieser Scheibe wird der Schirm gestellt, durch welchen das Licht gebeugt wird, der demnach in der Achse des Theodolith steht, wodurch die Korrektion, die ohne dieser wegen der Entfernung des beugenden Körpers von der Achse, an den gemessenen Winkeln gemacht werden müßten, wegfallen. Die Einteilung der Scheibe muß dazu dienen, nötigenfalls den Winkel des einfallenden Lichtes usw. messen zu können. Außerhalb der Scheibe, in der Entfernung von $3^1/_3$ Zoll (89,3 mm) von der Mitte fängt erst das Fernrohr an, dessen Objektiv 20 Linien Öffnung (45,1 mm) und 16,9 Zoll (457,48 mm) Brennweite hat; es ist mit der Alhidade des 12zölligen Kreises verbunden und gehörig balanciert. Die Achse des Fernrohrs ist mit der Ebene des Kreises parallel und genau horizontal. Ich bediente mich einer 30-, auch 50maligen Vergrößerung. Das ganze Instrument ist im Boden isoliert. In der Verlängerung der optischen Achse $463^1/_2$ Zoll von der Mitte des Theodolith entfernt, ist das Heliostat, dessen Stundenbewegung mittels einer Schraube und eines daran befindlichen, bis zum Standpunkte des Theodolith reichenden Gestänges gemacht wird, um das Sonnenlicht willkürlich zu verstärken und zu schwächen. Die Öffnung am Heliostat ist vertikal 2 Zoll (54,14 mm) lang und kann breiter, aber schmäler gemacht werden. Sie hatte gewöhnlich nur 0,01 bis 0,02 Zoll (0,27 bis 0,54 mm)."

Die Gitterkonstante bestimmte Fraunhofer mit einem Mikroskop, dessen Tischchen mittels einer Mikrometerschraube beweglich war. Die Ganghöhe der Schraube maß 0,3 mm. Die Trommel war in 1000 Teile geteilt. Die Meßgenauigkeit belief sich auf 0,0054 bis 0,0027 mm. Die Vergrößerung des Mikroskops war etwa 110fach.

Die Beugungsphänomene schildert Fraunhofer folgendermaßen:

„Bei einzelnen Öffnungen von verschiedener Breite verhalten sich die Winkel der Ablenkung des Lichtes, umgekehrt wie die Breiten der Öffnungen. In dem durch eine schmale Öffnung gebeugten Lichte folgen die Abstände der roten Strahlen der verschiedenen Spektra von der Mitte, zu beiden Seiten, in dem Verhältnis der Glieder einer arithmetischen Reihe, in welcher die Differenz dem ersten Glied gleich ist. — Bei dem durch runde Öffnungen von verschiedener Größe gebeugten Lichte verhalten sich die Durchmesser der farbigen Ringe umgekehrt, wie die Durchmesser der Öffnungen. — In den bei der Beugung durch eine runde Öffnung entstandenen farbigen Ringen folgen die Abstände der roten Strahlen der verschiedenen Ringe von der Mitte in dem Verhältnis der Glieder einer arithmetischen Reihe, in welcher die Differenz kleiner ist als das erste Glied."

Neben den auf Glas geritzten Gittern verwandte Fraunhofer auch Drahtgitter, bei welchen die Abstände der Drähte je nach Bedarf 0,01486 bis zu 0,3859 mm betrugen, mit Drahtstärken von 0,0492 bis 0,6082 mm. Die Herstellung beschreibt Fraunhofer:

„Um auf die ganze Fläche des Objektiv des Theodolithfernrohrs eine große Anzahl gleich stark gebeugter Strahlen fallen zu machen, spannte ich sehr viele gleich dicke Fäden parallel und in gleicher Entfernung nebeneinander auf einen Rahmen; durch die Zwischenräume mußte demnach daß Licht gebeugt werden. Damit ich versichert sein möchte, daß die Fäden genau parallel sind, und gleiche Entfernungen voneinander haben, machte ich an zwei entgegengesetzten Enden des viereckigen Rahmens in der ganzen Länge hin, eine feine Schraube, bei welcher nahe 169 Umgänge

auf einen Pariser Zoll gehen; in die Gänge dieser Schrauben spannte ich die Fäden, und ich konnte folglich sicher sein, daß sie genau parallel sind, und gleiche Entfernungen unter sich haben."

Fraunhofersche Drahtgitter wurden noch in jüngster Zeit von Rubens bei Ultrarotarbeiten verwendet.

Bald brachte Fraunhofer es in der Gitterherstellung zu einer unglaublichen Präzision. Er stellte Strichgitter auf Glas mit rund 302 Strichen pro Millimeter her und maß damit die Wellenlängen der dunklen Sonnenlinien auf vier geltende Ziffern genau, ausgedrückt in Pariser Zoll. In seiner ersten astrophysikalischen Veröffentlichung (Jos. Fraunhofer, Kurzer Bericht von den Resultaten neuerer Versuche über die Gesetze des Lichts und die Theorie derselben. *Gilberts Ann. d. Physik* **74.** *S. 337—378, 1823)* wird von dem Reflexionsgitter, von den Vorgängen beim Teilen und von der Wichtigkeit der Spitze des Teildiamanten gesprochen.

Fraunhofers Maschine konnte bereits 1180 Striche auf den Millimeter bringen, und zwar erstaunlicherweise trotz Bedienung mit der freien Hand. Eine Ausmessung der Gitterkonstante derartig engmaschiger Gitter war bei den damaligen Hilfsmitteln mikroskopisch nicht mehr direkt möglich. Nur durch ein Zählwerk an der Teilmaschine und durch Messung des Abstandes zwischen erstem und letztem Strich konnte die Gitterkonstante errechnet werden. Fraunhofers Gitterspektroskop hatte eine Brennweite von etwa 45 mm, eine Gitterbreite bis etwa 45 mm, und besaß eine Meßgenauigkeit von 1 Å-E; die Auflösung betrug 4000. Vergleicht man damit die spätere Weiterentwicklung, so hatte Rowland Gitterbrennweiten von 6,5 m, größte Gitterbreiten von 15 cm, eine Meßgenauigkeit von $^1/_{100}$ Å-E und eine Auflösung von etwa 160000. Heutzutage erreichen wir Brennweiten zwischen 10 und 25 m, Gitteröffnungen von 250 mm, eine Meßgenauigkeit bis mindestens $^1/_{1000}$ Å-E und eine Auflösung von 300000. *Flügge.*

Der Einfluß der Objektweite auf die sphärische Aberration als Parameterfunktion in gewissen Formen von Fernrohrobjektiven.

(The vergency effect on spherical aberration as a function of the parameters in certain classes of telescope objectives.)

Von G. W. Moffitt. *Journ. Opt. Soc. America* **12.** *S. 47—51. 1926.*

Nach der klassischen Theorie ist ein System aus zwei sich berührenden unendlich dünnen Einzellinsen dann für alle Objektabstände auf der Achse sphärisch vollkommen korrigiert, wenn die Beziehung gilt:

$$\frac{3n_1+2}{n_1}\varphi_1+\frac{3n_2+2}{n_2}\varphi_2=0\,.$$

Andererseits weicht nach H. D. Taylor die komafreie Form eines zweilinsigen Achromaten am wenigsten von der gestellten Bedingung ab.

Diese beiden Theorien sind widerspruchsvoll und praktisch unbrauchbar. Deshalb legt Verf. das Problem breiter an und löst es für einen bestimmten Typus optischer Systeme. Verf. betrachtet den Einfluß der Objektweite auf die sphärische Aberration als Funktion des Objektabstandes, anstatt zu versuchen, auf Null oder auf ein Minimum zu kommen. Die Betrachtung beschränkt sich auf Fernrohrobjektive mit Kron voraus; es wird untersucht, wie die Beeinflussung der sphärischen Aberration sich mit den Konstruktionsparametern ändert. Zu diesem Zweck werden verschiedenartige zweilinsige Systeme trigonometrisch durchgerechnet und festgestellt, wie sich die sphärische Aberration mit dem Objektabstand ändert. Die Beträge der sphärischen Aberration werden graphisch als Funktion der reziproken Objektabstände dargestellt. Dabei zeigt sich folgendes: Die komafreie Serie zweilinsiger verkitteter Achromate mit Kron voran besitzt, wenn für unendlichen Objektabstand sphärisch korrigiert, für alle endlichen Objektentfernungen sphärische Unterkorrektion; dieselbe vergrößert sich beschleunigt mit abnehmendem reziproken Objektabstand. Wenn ein System für zwei Objektentfernungen sphärisch korrigiert ist, so besteht für dazwischenliegende Entfernungen sphärische Überkorrektion, die für eine mittlere Entfernung einen Maximalwert annimmt. Für kleinere Entfernungen nimmt die Unterkorrektion wieder beschleunigt zu. Die zugehörige Koma ist positiv. *Flügge.*

Ein Instrument zur beschleunigten Anfertigung von Laue-Photogrammen.

(An instrument for the rapid production of Laue photographs.)

Von John T. Norton. *Journ. Opt. Soc. America* **12**. *S. 27—29. 1926.*

Hauptzweck der vorliegenden Arbeit ist, ein handliches Instrument auszuführen, welches gute Laue-Diagramme innerhalb weniger Minuten aufzunehmen gestattet. Das Instrument wird von der *General Electric Company* als Zusatzapparat zu dem größeren Röntgenstrahlen-Beugungsapparat in den Handel gebracht und ist so eingerichtet, daß die bei dem großen Apparat gebräuchlichen Kassetten verwendet werden können. Seine innere Einrichtung ist folgende: Das Instrument selbst besteht aus drei Teilen; einem Fußgestell, welches in die Führungen auf dem Tisch des Beugungsapparates paßt, einer nadelfeinen Öffnungsanordnung an der Vorderseite des Fußgestells und einem Filmhalter, welcher am oberen Ende des Fußgestells gleitend angebracht ist. Das Fußgestell ist aus Messingplatten hergestellt, und zwar derart, daß es am Boden in Führungen paßt; die Deckplatte bildet mit der Horizontalen einen Winkel von 5 Grad, so daß sie parallel mit dem vom Apparat herkommenden Röntgenstrahlbündel verläuft. Die Lochanordnung besteht aus einer Messingplatte von $^1/_8''$ (3,2 mm) Dicke, die an der Vorderseite des Fußgestells angeschraubt ist, senkrecht zur Deckplatte, und welche zentriert zum Röntgenstrahlbündel mit einem Loch von 0,028″ (0,71 mm) Durchmesser durchbohrt ist. Die Tatsache, daß im Verhältnis zu seinem Durchmesser das Loch von größerer Länge ist, gibt zu einem Röntgenstrahlbündel Anlaß, das für alle praktischen Vorkommnisse mit hinreichender Genauigkeit als parallel bezeichnet werden kann. Ein Loch dieser Größe ist für ausreichend befunden worden. Der verwendete Film ist ein extra fester gezähnter Film von der Größe 11/4 zu 15/8″ (28,8 zu 39,8 cm). Da der Film in Packpapier eingeschlossen ist, wird eine Kassette entbehrlich, und der Filmhalter ist nur ein leichtes Metallgestell, an welchem der Film befestigt wird und welches in der Deckplatte beweglich ist. Die Kristallprobe wird gewöhnlich direkt über dem Loch mit ein wenig Kollodium befestigt.

Bei Nichtbenutzung eines Filters ist das Röntgenstrahlbündel sehr heterogen und gibt zu einer großen Zahl von Flecken Anlaß. Das K_α-Dublett tritt in der Intensität besonders hervor. Die Expositionszeit beträgt unter diesen Umständen 5 bis 10 Minuten. Da die Präzision dieser Methode nicht sehr hoch ist, dafür aber ein erheblicher Zeitgewinn erhalten wird, eignet sich der Apparat insbesondere für größere Meßreihen, z. B. zum Studium kalt bearbeiteter und gekühlter Metalle. Außerdem ist er für Demonstrationszwecke sehr gut brauchbar, um dem Studenten oder angehenden Röntgenologen die Möglichkeit zu verschaffen, selbst Röntgenogramme aufzunehmen.

Flügge.

Bücherbesprechungen.

Fr. A. Willers, Mathematische Instrumente (Sammlung Göschen Nr. 922) 8°. 144 S. mit 68 Fig. Berlin, Walter de Gruyter & Co. 1926.

Der Verfasser behandelt in acht Abschnitten stetige Rechenapparate (Rechenschieber), Rechenmaschinen, Apparate zum punktweisen Auftragen von Kurven und zu Messungen an Kurven, Planimeter, harmonische Analysatoren, Integraphen, mechanische Lösungen von Randwertaufgaben und geometrische Apparate (Affinographen, Pantographen und Perspektographen). Der umfangreichste Abschnitt ist der über Planimeter, in dem die Planimetertheorie, die Integrierrolle, Polarplanimeter, Präzisionsplanimeter (Scheiben- und Kugelplanimeter), Schneidenplanimeter und Momentenplanimeter besprochen werden.

Auf einige Kleinigkeiten, die mir aufgefallen sind, möge hingewiesen werden. Das in der Fig. 35 abgebildete Instrument ist kein Scheibenrollplanimeter, sondern ein Scheibenpolarplanimeter. Bei der von Pascal in der Mitte des 17. Jahrhunderts gebauten Addiermaschine ist gesagt, daß ein Exemplar von ihr noch in Paris vorhanden sei; hierzu ist zu bemerken, daß in Paris mehrere Maschinen dieser Art noch vorhanden sind[1]), und daß auch die Sammlung des bekannten Mathematisch-Physikalischen Salons in Dresden eine der von Pascal gebauten Maschinen enthält. Beim

[1]) Vgl. M. d'Ocagne. *Le calcul simplifié.* Paris 1905, S. 24.

Rechenschieber ist im Zusammenhang mit der Sinusskala gesagt: „Für Werte von φ, die sich 90° nähern, ist die Skala nicht mehr brauchbar." Diese Bemerkung ist nicht richtig. Bei den auf den Rechenschieber sich beziehenden Gleichungen und Figuren wird eigentümlicherweise überall ein — wohl auf den Maßstab der Skala sich beziehender — Faktor l mitgeführt; ein solcher ist doch nicht erforderlich.

Im Rahmen der „Sammlung Göschen" hat das vorliegende Bändchen eine bisher vorhandene Lücke ausgefüllt. *P. Werkmeister.*

Richard Ambronn, Methoden der angewandten Geophysik. Bd. XV der Wissenschaftlichen Forschungsberichte, Naturwissenschaftliche Reihe. 8°. 258 S. mit 84 Abb. Verlag Theodor Steinkopff 1926. Preis geb. 16.50 RM.

In dem vorliegenden Buch ist ein rein unpersönliches Übersichtswerk über die Entwicklung und die Zusammenhänge der einzelnen Teilgebiete der Geophysik geschaffen.

Wie notwendig eine derartige rein objektive Berichterstattung über dieses eines der jüngsten Gebiete der neuzeitlichen Forschung war, wird jeder anerkennen, der gezwungen ist, sich einen Überblick über Teile der geophysikalischen Untersuchungsmethoden zu schaffen.

Um es vorweg zu nehmen, darf man behaupten, daß der Verfasser das gestellte Problem außerordentlich glücklich gelöst hat. In kurzen markanten Zügen hat er, unterstützt durch ein äußerst vollständiges und groß angelegtes Literaturverzeichnis, die Hauptsachen zusammengestellt, so daß praktisch alles Wissenswerte mit der einschlägigen Literatur entnommen werden kann.

Ausgehend von den Beeinflussungen des reinen Schwerefeldes an der Erdoberfläche durch die Einwirkung des Untergrundes, beschreibt er Methoden und Instrumentarien sowohl zur absoluten als auch relativen Schwerkraftbestimmung und gibt die wichtigsten Reduktionsmethoden der verschiedensten Messungsarten auf das Bezugsgeoid an. Besonders günstig empfinde ich die Wiedergabe einzelner Beispiele, die ungemein klärend wirkt.

Im zweiten Hauptkapitel wird auf die erdmagnetischen Einflüsse und darauf gegründete Aufschlußmethoden eingegangen. Das allgemeine magnetische Erdfeld und seine zeitlichen und räumlichen Änderungen, nebst Methoden der Messung der verschiedenen erdmagnetischen Elemente treten hierbei in den Vordergrund. Eine Diskussion der Anwendbarkeit der bisherigen Untersuchungen magnetischer Art für die geophysikalischen Aufschlußmethoden bildet eine willkommene Ergänzung des Kapitels.

Vielleicht etwas zu kurz kommen die Abschnitte über die Verwertung radioaktiver und luftelektrischer Arbeiten zum geophysikalischen Aufschluß.

Um so ausführlicher werden aber die in der Forschung sich als überaus wichtig erweisenden Energieströme und ihre Untersuchung behandelt. Die Ausbreitung des elektrischen Stromes, der elektrischen Wellen und nicht zuletzt der seismischen elastischen Wellen und der Wärmeströme sind in klarer und fesselnder Art zusammengestellt.

Nach einer Übersicht über die Ausbreitung elektrischer Ströme in einem räumlichen Leitergebilde werden die elektrischen Eigenschaften der verschiedenen natürlichen Gesteine und Meßmethoden zur Messung der elektrischen Ströme in Gesteinen, sowie der natürlichen Erdströme entwickelt. Die gleichen Untersuchungen werden sodann auf Wechselstrom- und weiter auf Hochfrequenzfelder ausgedehnt. Neben diese Zusammenstellung der elektrischen Erderforschungsmethoden setzt der Verfasser die mindestens gleich wertvollen Methoden der Aufbauforschung mittels elektrischer, seismischer Wellen. Auch in diesem Kapitel findet man ein reiches Material streng systematisch zusammengestellt, von dem das Wesentlichste mit kurzen scharfen Strichen wiedergegeben wird.

Als letztes endlich wird der Einfluß der Gesteinsschichten auf den Temperaturverlauf in den obersten Erdschichten behandelt und auch dort gezeigt, was für interessante Schlüsse mit relativ einfach zu gewinnendem Material auf die Erdbeschaffenheit gezogen werden können und gezogen werden.

Alles in allem haben wir ein auch für den Spezialisten äußerst interessantes und wertvolles Nachschlagewerk vor uns, dessen Hilfe wohl keiner, der es kennt, wieder entbehren möchte.

Dr. Paul Duckert.

John W. F. Walsh, *Photometry.* 8°. XXVII, 505 S. mit 303 Abb. 10—12 Orange St. London W. C. 2 1926, Constable & Cy. Geb. 40 Sh.

Eine große Anzahl von Beleuchtungsmessern, die in der Praxis des Lichttechnikers bei der Ausmessung der Beleuchtung von Straßen, Plätzen, Innenräumen usw. Verwendung finden, sind in den letzten 15 Jahren gebaut worden; in denselben Zeitraum etwa fällt die Entwicklung objektiver photometrischer Meßmethoden, die zwar zurzeit in der Praxis noch wenig Eingang gefunden haben, aber sicherlich dazu berufen sind, in naher Zukunft mannigfaltige technische Verwendung zu finden. Mit diesen beiden Beispielen illustriert der Verfasser — und zwar mit vollstem Recht — das Bedürfnis nach einem modernen Handbuch der Photometrie.

Die Schwierigkeit der Herausgabe eines Handbuches der Photometrie liegt in den verschiedenen Ansprüchen begründet, die die beiden Arten von Benutzern, der in der Praxis stehende Lichttechniker und der von der wissenschaftlichen Seite her Interessierte an ein derartiges Buch stellen. Der erstere wünscht vor allem möglichst viele für die Praxis verwertbare Angaben, z. B. über die verschiedenen Typen von Beleuchtungsmessern usw., der letztere wünscht z. B. vor allem Angaben über die Bestimmung des mechanischen Lichtäquivalents, über die Frage der Lichteinheit, über Farbtemperaturmessungen usw. Es muß gesagt werden, daß es dem Verfasser gelungen ist beiden Kategorien von Benutzern in gleicher Weise gerecht zu werden, ohne den Umfang des Buches übermäßig anschwellen zu lassen oder irgend etwas fortzulassen, was für den Praktiker oder den Wissenschaftler von wesentlicher Bedeutung sein könnte. Die Darstellung ist in allen Teilen klar und wissenschaftlich exakt.

Seit dem 1907 erfolgten Erscheinen von Liebenthals „Praktischer Photometrie" ist das vorliegende Buch das erste, das wieder in mustergültiger Weise eine umfassende und moderne Darstellung des Gesamtgebietes der Photometrie gibt; einen Einblick in den Inhalt gibt das folgende Verzeichnis der Kapitelüberschriften: Kap. 1. Historische Übersicht. Kap. 2. Die Strahlung. Kap. 3. Auge und Gesichtswahrnehmung. Kap. 4. Die Grundlagen der Photometrie. Kap. 5. Die Lichteinheit. Kap. 6. Messung der Lichtstärke in einer Ausstrahlungsrichtung. Kap. 7. Messung der Lichtverteilung und des Lichtstroms. Kap. 8. Heterochromatische Photometrie. Kap. 9. Spektralphotometrie. Kap. 10. Die Messung der Farbe. Kap. 11. Objektive Photometrie. Kap. 12. Messung der Beleuchtung. Kap. 13. Messung der Flächenhelle sowie Messung von Reflexions- und Absorptionsverlusten. Kap. 14. Die Photometrie von Projektionsapparaten. Kap. 15. Die Sternphotometrie. Kap. 16. Das photometrische Laboratorium.

Von ganz besonderem Wert sind die den einzelnen Kapiteln folgenden Literaturzusammenstellungen; offenbar ist die Durchsicht der einschlägigen Quellen mit großer Sorgfalt erfolgt.

Das Buch wird sich in Kürze den Ruf erwerben, das Buch über Photometrie zu sein. *Dz.*

Kelvin Burns and F. Meggers, *Standard solar wave lengths (4073—4754 A). Publications of the Allegheny Observatory of the University of Pittsburgh.*

Die Arbeit enthält Präzisionsmessungen über Wellenlängen aus dem Sonnenspektrum. Zur Messung fällt das Sonnenlicht durch ein Interferometer nach Fabry-Perot. Die Interferenzringe werden auf dem Spalt eines Plangitters abgebildet. Die Brennweite der Kollimator- und Kameralinse des Gitters beträgt 520 cm. Als Eichlichtquelle diente eine Neonlampe. Neonlinien dienten zur Bestimmung der Fabry-Perot-Platten.

Die Ergebnisse der Untersuchung sind in übersichtlichen Tabellen niedergelegt. Es bestätigt sich, daß die Rowlandschen Wellenlängen etwas zu groß sind. Es handelt sich um etwa 0,16 Å-E Eine graphische Darstellung zeigt, wie groß die Korrektionswerte in den verschiedenen Gebieten sind.

Gleichzeitig enthält die Arbeit einen Vergleich insbesondere zahlreicher Eisenwellenlängen eines Vakuumbogens mit den Sonnenlinien. Es ergibt sich eine Rotverschiebung, die um so größer ist, je intensiver die Linie ist! Ich nenne hier nur extreme Werte: Schwache Linien zeigen eine Rotverschiebung um 0,002 Å-E, sehr starke Linien dagegen eine solche von 0,018 Å-E. Die Verfasser diskutieren die Möglichkeit von Fehlerquellen, sie kommen zu dem Resultat, daß der Effekt reell ist. Auch innerhalb der Linien eines zusammengehörigen Multipletts scheinen die stärkeren Linien mehr nach Rot verschoben als die schwächeren. Der Effekt ist so groß, daß man über die Rotverschiebung durch Gravitationsfelder nichts Genaues sagen kann. *Ernst Lau.*

H. Hager, — Fr. Tobler, Das Mikroskop und seine Anwendung, 13. umgearb. Aufl. 8°, X u. 374 S. mit 482 Fig. Berlin, Julius Springer, 1925. Geb. RM. 16.50.

Von dem bewährten Handbuch der praktischen Mikroskopie ist nunmehr die 13. Auflage erschienen, deren Bearbeitung Fr. Tobler übernommen hat. Die Gruppierung und Anordnung des Stoffes der vorhergehenden Auflage wurde im Wesen beibehalten, doch wird man überall das Bestreben finden, das Buch dem modernsten Stande der Forschung anzupassen. So ist manches Neue hinzugekommen, an Stelle älterer Abbildungen sind neue getreten, manches heute nicht mehr Aktuelle oder Unwesentliche ist gestrichen worden. Dem ist es auch zuzuschreiben, daß sich die Zahl der Abbildungen um 13 vermindert hat. Die Abschnitte über Theorie, mechanische Einrichtungen, Ankauf und Prüfung, Behandlung und Gebrauch des Mikroskopes bringen in klarer und eindringlicher, aber leicht verständlicher Form ausführlich alle das Mikroskop und seine Nebenapparate betreffenden Fragen, auf welchem Gebiete sich das vorliegende Buch stets seinen Platz in der Literatur zu behaupten gewußt hat. Einige ältere Abbildungen sind durch neue ersetzt worden, neu hinzugekommene betreffen: Binokularen Tubusaufsatz, Doppelokular für zwei Beobachter, Vergleichsdoppelokular und aufsetzbare Mikrokameras. Bei den zur Herstellung von Präparaten dienenden Instrumenten wäre nach Meinung des Ref. ein Hinweis auf das Handmikrotom angezeigt, weiter könnte Abb. 71 durch eine andere ersetzt werden, da wir heute über ungemein stabile Universalmikrotome verfügen, die den weitgehendsten Ansprüchen genügen. Die in Betracht kommenden Zweige der Mikrotomtechnik ließen sich leicht im Text unterbringen. Der spezielle Teil bringt eine reichliche Auswahl von Objekten aus dem Pflanzen- und Tierreich. An manchen Stellen wurde, was dem Zweck und Ziele des Buches nicht entsprach oder heute nicht mehr aktuell ist (z. B. Kriegssurrogate), gestrichen, anderseits ist manches Neue hinzugekommen, wie: ein allgemeines Kapitel über pflanzliche Fasern, Kartoffelkrebs, Peridineen, Zählkammer und Mischpipette für Blutkörperchen, Stuhluntersuchung, Abbildungen von Querschnitten von Kunstseiden u. a. Eine wesentliche Umarbeitung hat der Abschnitt über Bakterien erfahren, wo auch zum ersten Male, ebenso wie bei den Blutzellen, sehr instruktive farbige Abbildungen zur Verwendung gelangten. In dem Abschnitt über die vom tierischen Körper stammenden Objekte wäre vielleicht ein kurzer Hinweis auf einige praktisch verwertete tierische Hartteile (Horn, Schildpatt, Fischbein) angezeigt. Auch noch reichlichere Literaturangaben dürften willkommen sein. Das illustrativ vorzüglich ausgestattete und auf sehr gutem Papier gedruckte Buch wird nicht nur seinen bisherigen Platz behaupten, sondern sich sicherlich noch viele neue Freunde erwerben. *J. Kisser-Wien.*

Neue Preisliste von M. Hildebrand G. m. b. H. in Freiberg i. S. Theodolite für alle Arbeiten der Land- und Feldmessung sowie des Markscheidewesens mit Ablesung durch Nonien, Strich- und Skalenmikroskope. 36 S. mit 35 Fig.

Besonders wertvoll sind bei dieser Preisliste die in der Einleitung gemachten Angaben über die Leistungsfähigkeit der aufgeführten Theodolite; auch die „Vorschläge für die Verwendung der Theodolite" werden wohl von manchem Käufer gerne gelesen werden. Die Tafeln über die Leistungsfähigkeit der Theodolite enthalten außer den auf das Fernrohr sich beziehenden Angaben insbesondere die Werte des mittleren Fehlers einer in beiden Fernrohrlagen je einmal gemessenen Richtung.

Wie aus den allgemeinen Bemerkungen hervorgeht, wird jeder Theodolit mit zwei Kreuzlibellen ausgerüstet; eine Dosenlibelle ist bei keinem Instrument vorgesehen. Wie schon mehrfach und von verschiedenen Seiten betont worden ist, sollten auch Theodolite, die öfters neu aufgestellt werden müssen, mit einer Dosenlibelle ausgerüstet werden. Z. B. dürfte bei dem für Polygonzugmessungen sicher viel benützten 12 cm-Nonientheodolit eine Dosenlibelle nicht fehlen. Die Benützung einer Dosenlibelle oder zweier Kreuzlibellen ist nicht bloß eine Frage des Geschmacks.

Auf die einzelnen, in der Liste angeführten Theodolite weiter einzugehen ist hier unnötig; sie sind durch die zahlreichen Veröffentlichungen des verdienten wissenschaftlichen Mitarbeiters der Werkstätte K. Lüdemann genügend bekannt. *P. Werkmeister.*

Nachdruck verboten.

Namen- und Sachregister.

Akustik: Beitrag zur Schallmessg., Späth 265.
Ambard, M., Die Korrektion opt. Systeme auf Grund der Wellentheorie des Lichts 488.
Ambronn, R., Methoden der angewandten Geophysik 638.
Amsler, A. J. & Co., Verfahren z. Bestimmung des Zentrifugalmomentes $\int\int xy\,dx\,dy$ einer Fläche mit Hilfe des Integrators 16. — Verfahren z. Bestimmung d. polaren Trägheitsmomentes eines Umdrehungskörpers mittels des Integrators 19.
Analysatoren (harmonische) s. Rechenapparate.
Astronomie: Ein Astrolab aus dem ind. Mogulreiche, Frank, Meyerhof 45. — Der Cölostat des Einsteinturmes in Potsdam, v. d. Pahlen 49. — Eine neue Sonnenuhr, Jones 215. — Ein chromat. korrigierter Quarz-Sternspektrograph, Meyermann 485. — Die kleinen Planeten, Stracke 495. — Zeitmessg. u. Sterndeutung in geschichtl. Darstellg., Drecker 545. — *Wireless Longitude*, Cowie, Eckhardt 552. — Teleskopspiegel aus Magnesium-Oxychlorür, le Coultre 588. — Ein neues Verfahren z. Herstellg. großer Teleskopspiegel, Ritchey 589. — Die Hahnsche Sonnenuhr 590. — Doppelsternmessung mit einem Gitterinterferometer, Ronchi 634. — *Standard solar wave lengths*, Burns, Meggers 639.

Barometer s. Meteorologie.
Baumgart, G., Gelände- u. Kartenkunde 269.
Berek, M., Studie z. Anwendg. der Isoplanasiebedingung 540.
Bergtold, F., Direkt zeigender Kräftemesser 143.
Biographie: Gustav Heyde, Werkmeister 587.
Blackie, A., s. King.
Bock, H., Die Differentialunruh nah Ch. Volet 138. — Die Funktionen der Pendelfeder 445. — Üb. die Deformation doppelmetallischer Reifen durch Temperaturänderungen 601.
Brechung s. Optik.
Brüning, H., Üb. das Abätzen von Wollastondrähten 29.
Burger, H. C., s. Moll.
Burns, Kelvin und F. Meggers, *Standavd solar wave lengths* 639.
Cambridge Instr. Co., Ein Temperaturregler für elektr. Öfen 267.
Carroll, L. B., s. Zobel.
Chemie: Üb. die Fleckenempfindlichkeit opt. Gläser, Heinrichs 424.
Chevenard, P., App. z. Demonstration der therm. Umwandlungspunkte beim Eisen und einigen Legierungen nebst deren Anomalien 438.
Chronographen s. Zeitmessung.
Churcher, B. G., Wattmeter für kleine Wechselstromleistungen 44.
van Cittert, P. H., Zur Theorie der Doppelmonochromatoren 557.
Clusius, K., s. Suhrmann.
Le Coultre, Fridtjof, Teleskopspiegel aus Magnesium-Oxychlorür 588.
Cowie, G. D., u. E. A. Eckhardt, *Wireless Longitude* 552.
Cramer, Dr.-Ing. F., Elektr. Meßkunde 47.

Daseke, E., Zur Theorie des Winkelprismas 10.
Davis, Raymond, Ein Sensitometer ohne Belichtungsunterbrechg. m. Kontrolle des Antriebsmotors durch eine Uhr 493.
Downing, A. C., Ein hochempfindl. astat. Galvanometer mit kurzer Schwingungsdauer 94.
Drecker, J., Zeitmessg. u. Sterndeutg. in geschichtl. Darstellg. 545.
Drehspulgalvanometer s. Elektrizität.
Drehwages. Schwere u. Geophysik.
Druck: Elektr. Meßverfahren zur Bestimmung kleiner Flüssigkeitsdrücke, Thomas 486.
Duckert, P., Seismophon u. neuer Seismograph, zwei Erschütterungsmesser 71.
Durchgangsinstrumente siehe Astronomie.
van Dyck, W. J. D., Ein empfindl. Galvanometer m. kurzer Einstellzeit u. niedrigem Widerstande 378.
Dziobeck, W., Üb. die Transformation von einem trichromat. System auf ein anderes 81. — Üb. den photometr. Anschluß der Wolfram-Vakuumlampe an die Kohlefadenlampe 476. — Nachtrag hiezu 586.

Eckhardt E. A., s. Cowie.
Elastizität: Einfluß der Glasur auf einige physikal. Eigenschaften von Porzellan, Gerold 158. — Üb. elast. Nachwirkg. bei verschiedenen Temperaturen, König 540.
Elektrizität: I. Theoretische Untersuchungen und Meßmethoden: Elektr. Meßverfahren zur Bestimmung kleiner Flüssigkeitsdrücke, Thomas 486.
II. Vorrichtungen zur Erzeugung von Elektrizität.
III. Meßinstrumente: Wattmeter für kleine Wechselstromleistungen, Churcher 44. — Ein hochempfindl. astat. Galvanometer mit kurzer Schwingungsdauer, Downing 94. — Das Multi-Vibrationsgalvanometer, Rothwell 95. — Direkt zeigender Kräftemesser, Bergtold 143. — Erhöhung der Meßgenauigkeit von Gleichstromamperemetern, Kirke 267. — Ein empfindl. Galvanometer m. kurzer Einstellzeit u. niedrigem Widerstande, van Dyck 378. — Eine neue Meßbrücke zur Bestimmung von Selbstinduktionen, Günther 623.
IV. Beleuchtungsapparate: Üb. d. Verwendbarkeit der Wolframbogenlampe z. Erzeugg. ultravioletter Strahlung, Loebe, Leidig 93. — Die Eigenschaften von Wolfram u. die Charakteristiken von Wolfram-Lampen, Forsythe, Worthing 268. — Üb. Bogen usw. als Lichtquelle bei der Photometrie mit Photozellen, Kurrelmeyer 321.
V. Allgemeines: Stroboskop. Messungen, Linckh, Vieweg 30. — Über Solenoid-Elektromagnete, Higgs 156. — Studien über die Explosion von Drähten durch elektr. Strom, Smith 157. — Einfluß der Glasur auf einige physikal. Eigenschaften von Porzellan, Gerold 158. — Der Glimmlichtoszillograph, Engelhardt 240. — Üb. Emaillelackdrähte, Ewald 249. — Ein neuer Schnellregler für kleine elektr. Zentralen, Picker 384. — Schutzvorrichtung f. Galvanometer bei Isolationsmessungen gegen Schäden durch Isolatordurchschlag, Größer, Sonnenschein 437. — Über ein einfaches und sicheres Verfahren zur Abätzung dünnster Wollastondrähte, Suhrmann, Clusius 495. — Das Thermorelais, Moll, Berger 543. — Hochfrequenz-Induktionsöfen für sehr hohe Temperaturen, Ribaud 544.

VI. Literatur: Elektr. Meßkunde, Cramer 47. — Elektr. Fernsehen, Fernkinematographie und Bildübertragung, Friedel 159.
Elektrometer s. Elektrizität.
Elektroskope s. Elektrizität.
Engelhardt, V., Der Glimmlichtoszillograph 240.
Entfernungsmesser s. Geodäsie VI.
Erdmagnetismus s. Magnetismus.
Ewald, W., Üb. Emaillelackdrähte 249. — Üb. zwei neue Polarisationsapparate 536.
Ewing, S., Messung der Lichtstreuungskoeffizienten einiger gesättigter Dämpfe 633.

Fabry, Ch., Heterochromat. Photometrie 44.
Fennel, A., Die Genauigkeit von Kreisteilungen 204.
Fernrohre: Laboratoriumsinstrument z. Prüfg. binokularer Fernrohre, Moffit, Taylor 218. — Üb. den Einfluß der Lichtstärke von Theodolit- u. Nivellierfernrohren auf den mittleren Zielfehler, Pelzer 354. — Der Einfluß der Objektwerte auf die sphärische Aberration als Parameterfunktion in gewissen Formen von Fernrohrobjektiven, Moffitt 636.
Flügge, J., Über die Prüfg. opt. Systeme nach den Interferenzmethoden von V. Ronchi, sowie üb. Anwendungen dieser Methoden zur Bestimmung der Brennweite von Linsen und des Auflösungsvermögens spektroskop. Apparate 209. — Üb. die Verundeutlichg. des Bildes photograph. Systeme durch die sphär. Aberration, unter Berücksichtigung d. Helligkeitsverteilung im Zerstreuungskreis, der Art des Objekts und der Schwärzungskurve d. photograph. Platte 333, 389.
Forsythe, W. E., u. A. G. Worthing, Die Eigenschaften von Wolfram u. die Charakteristiken von Wolfram-Lampen 268.
Frank, J., u. M. Meyerhof, Ein Astrolab aus dem ind. Mogulreiche 45.
Frequenzmesser s. Elektrizität.
Friauf, J. B., Schnecke für einen Röntgenspektrographen 493.
Friedel, W., Elektr. Fernsehen, Fernkinematographie u. Bildübertragung 159.
Fritz, L., Untersuchgn. an einer Kreisteilmaschine 289.

Galvanometer s. Elektrizität.
Geisler, W., Das Bildnis der Erde 552.
Geodäsie: I. Basismessungen.
II. Astronomisch-geodätische Instrumente.
III. Apparate zum Winkelabstecken: Zur Theorie d. Winkelprismas, Daseke 10. — Üb. die mit Hilfe der Autokollimation sichtbaren mehrfach reflektierten Bilder in Winkelprismen u. ihre Anwendung z. Messung der Prismenfehler, Uhink 469. — Üb. die Genauigkeit im Fällen v. Ordinaten bei Koordinatenaufnahmen. Genauigkeitsuntersuchungen m. Winkelabsteckern, Löschner 497.
IV. Winkelmeßinstrumente u. Apparate für Topographie: Zeitgem. instrumentelle Vereinfachungen z. „Freiberger Aufstellung" bei polygonometr. Winkelmessungen über Tage, Harbert 1. — Gerät zur Messung d. horizont. Bewegungskomponente einzelner Punkte von Talsperrenmauern, Lüdemann 79. — Kleines Universalinstrument f. die Vermessg. von Höhlen, Lüdemann 148. — Die Beobachtungsergebnisse der Südfinn. Triangulation i. d. Jahren 1920—1923 434. — *Wireless Longitude*, Cowie, Eckhardt 552. — Photogrammetr. Apparate, Wild 591. — Herstellg. von großmaßstäbl. Schichtlinienkarten in hochwertigem, flachem Gelände unter Heranziehung von Luftbildern, Lüscher 592. — Luftbildwesen, Koerner 592. — Zur Vorgeschichte der „Freiberger Aufstellung", Lüdemann 614.
V. Höhenmeßinstrumente und ihre Hilfsapparate.
VI. Tachymetrie: Verbindg. von Tachymetertheodolit u. Kippregel 216. — Beitrag z. Einteilg. der in der Phototachymetrie benutzten Instrumente, Werkmeister 376. — Verbindg. v. Tachymetertheodolit u. Kippregel 591.
VII. Allgemeines (s. a. Libellen, Planimetrie, Rechen- und Zeichenapparate): Über den Einfluß d. Lichtstärke von Theodolit- u. Nivellierfernrohren auf die mittleren Zielfehler, Pelzer 354. — Tagung der Internat. Gesellschaft für Photogrammetrie 388. — Die Beobachtungsergebnisse der Südfinn. Triangulation i. d. Jahren 1920—1923 434. — Üb. d. Genauigkeit im Fällen von Ordinaten bei Koordinatenaufnahmen. Genauigkeitsuntersuchungen mit Winkelabsteckern, Löschner 497. — Die Theorie und die Genauigkeit des Scheibenrollplanimeters Nr. 4072 der Firma G. Coradi in Zürich, Idler 550. — Die Rechenmaschine „Hamann-Manus" 596. — Der Rechenschieber „Stellfix" 597. — Präzisions-Taschenrechenuhr 1925 598. — Geodät. Instrumente und Rechenmaschinen auf der Ausstellung für Optik und Feinmechanik in Wien, Werkmeister 632.
VIII. Literatur: Anweisg. z. Ausführung d. zentr. Schachtlotg. m. Obenträgern u. Untenträgern, sowie mit mehreren Gewichten, Wilski 96. — Preuß. Markscheider-Ordnung 160. — Prakt. Geometrie, Weitbrecht 270. — Neue Preisliste v. Gustav Heyde, Dresden 271. — Die preuß. Landesvermessg. Hauptdreiecke 386. — Koordinaten u. Höhen. 1. Teil. Reg.-Bez. Königsberg 387. — Die Theorie u. die Genauigkeit des Scheibenrollplanimeters Nr. 4072 der Fa. G. Coradi, Idler 550. — Neue Preisliste von M. Hildebrandt G. m. b. H. in Freiberg i. Sa. 640.
Geophysik: Über d. Zeichnen der Isogammen aus Schwerkraftsgradienten, Schumann 25. — Methoden der angewandten Geophysik, Ambronn 638.
Gerold, E., Einfluß der Glasur auf einige physikal. Eigenschaften v. Porzellan 158.
Geschichte: Ein Astrolab aus dem ind. Mogulreiche, Frank, Meyerhof 45. — Nachtrag zu meinem Aufsatz: Die Voigtländersche Werkstätte und ihre Umwelt, v. Rohr 76. — Pierre Louis Guinand, v. Rohr 121, 189. — Zum 50jährigen Arbeitsjubiläum von Ferdinand Hebestreit 213. — J. Fraunhofers Forschungen zur Glasbeschaffenheit u. Farbenhebg. sowie seine Leitg. d. Glashütte zu Benediktbeurn, v. Rohr 273. — Sir William Herschel-Nummer 323. — Zeitmessg. u. Sterndeutg. in geschichtl. Darstellg., Drecker 545. — Die Hahnsche Sonnenuhr 590. — Eine schweizer. Schmelzhütte f. opt. Glas in Solothurn 1831—1857 u. Theodor Daguet, Fabrikant opt. Gläser, Keller-Zschokke 598. — Zur Vorgeschichte der „Freiberger Aufstellung", Lüdemann 614. — Fraunhofer und die Entwicklung der Gittertechnik, Glaser 634.
Geschwindigkeitsmessungen: Stroboskop. Messungen, Linckh, Vieweg 30.
Gitter s. Spektroskopie.
Glas: Üb. einen Apparat z. Messg. der Wärmeausdehnung v. Gläsern u. Drähten, Selényi, Patai 246. — J. Fraunhofers Forschungen z. Glasbeschaffenheit u. Farbenhebg. sowie seine Leitg. d. Glashütte z. Benediktbeurn, v. Rohr 273. — Üb. d. Alterung v. Thermometergläsern, Holborn, Otto 415. — Üb. d. Fleckenempfindlichkeit opt. Gläser, Heinrichs 424. — Eine schweizer. Schmelzhütte f. opt. Glas in Solothurn 1831—1857 u. Theod. Daguet, Fabrikant opt. Gläser 1795—1870, Keller-Zschokke 598

Glaser, L. C., Fraunhofer und die Entwicklung der Gittertechnik 634.
Goos, F., Üb. d. auflösende Kraft des Mikroskops 592.
Groosmuller, J. Th., Das Polarisationsfeld eines Babinetschen Kompensators 198. — Das Polarisationsfeld Nicolscher Prismen 563.
Grösser, W., u. R. Sonnenschein, Schutzvorrichtg. f. Galvanometer bei Isolationsmessungen gegen Schäden durch Isolatordurchschlag 437.
v. Gruber, O., Die Genauigkeit einer autokartograph. hergestellten Karte 255. — Nachtrag hierzu 332. — Erwiderung 444.
Guild, J., Die Transformation von Einheiten d. Dreifarbenmischung: Algebraische Methode 40. — Die geometr. Lösung des Farbenmischungsproblems 40. — Eine Einrichtung f. visuelle Spektralphotometrie 380. — Ein Dreifarbenkolorimeter für Normungszwecke 593. — Kritik der Monochromatisch-plus-Weiß-Methode der Kolorimetrie 595. — Eine neue Methode der Kolorimetrie 595.
Günther, C., Eine neue Meßbrücke zur Bestimmung von Selbstinduktionen 623.

Hager, H., und Fr. Tobler, Das Mikroskop und seine Anwendung 640.
Harbert, Zeitgem. instrumentelle Vereinfachungen zur „Freiberger Aufstellung“ bei polygonometr. Winkelmessungen über Tage 1.
Harmonische Analyse s. Rechenapparate.
Heinrichs, H., Üb. die Fleckenempfindlichkeit opt. Gläser 424.
Herbst, H., Üb. die Abbeugung von Lichtstrahlen an feinen Teilchen 238. — Üb. die direkte stereoskop. Sichtbarmachung des Feinbaues von Körpern, insbesondere Kristallen u. dgl. 460. — Üb. Reizgeschwindigkeit, Reizzeit und Sehgeschwindigkeit, Sehzeit, sowie ihre Beziehung zum Stereophotometer 583.
Heyde, Gustav, Neue Preisliste II. Vermessungsinstrumente 271.
Higgs, P. J., Üb. Solenoid-Elektromagnete 156.
Hilfsapparate: Üb. d. Abätzen von Wollastondrähten, Brüning 29.
Höhenmessung s. Geodäsie.
Holborn, L., u. J. Otto, Üb. die Alterung von Thermometergläsern 415.
Hugershoff, R., Die Genauigkeit einer autokartograph. hergestellten Karte 438.

Idler, R., Die Theorie u. die Genauigkeit des Scheibenrollplanimeters Nr. 4072 der Fa. G. Coradi 550.
Interferometrie: Beobachtung der Interferenzfiguren im konvergenten Licht durch das Mikroskop, Leiss 43. — Ein neuer Interferenzapparat z. Prüfg. v. Zählkammern für Blutkörperchen, Peters, Page 155. — Üb. die Prüfg. opt. Systeme nach den Interferenzmethoden von V. Ronchi, sowie über Anwendgn. dieser Methoden zur Bestimmung der Brennweite von Linsen u. des Auflösungsvermögens spektroskopischer Apparate, Flügge 209. — Die Interferometerbilder der primären Aberrationen, Kingslake 541. — Üb. d. Schattenstreifen zum Studium der Lichtwellen, Ronchi 553. — Das Okularinterferometer, Ronchi 634.
Johnson, B. K., Beschreibg. einer Prüfbank für Aerolinsen 267.
Jones, Loyd A., Eine neue Methode für photograph. Spektrophotometrie 92.
Jones, Hope-, Eine neue Sonnenuhr 215.
Judd, Deane C., Die Koeffizienten d. chromat. Erregungsstärke nach der Methode der kleinsten Quadrate 44.

Kalkspat s. Spektroskopie.
Kalorimetrie s. Wärme.
Kapazität s. Elektrizität.
Karten: Die Genauigkeit einer autokartographisch hergestellten Karte, v. Gruber 255. — Nachtrag hierzu 332. — Erwiderung hierüber, Hugershoff 438. — Gelände- und Kartenkunde Baumgart 269. — Das Bildnis der Erde, Geisler 552.
Kaspereit, O. K., s. Moffitt.
Kathodenstrahlen s. Elektrizität.
Keller-Zschokke, Joh. Val., Eine schweizer. Schmelzhütte f. opt. Glas in Solothurn 1831 bis 1857 u. Theod. Daguet, Fabrikant opt. Gläser 1795—1870 598.
Keuffel, C. W., Spektralphotometer mit direkter Ablesung 92.
King, S. G., u. A. Blackie, Ein Thermoelement z. Messung von Oberflächentemperaturen 93.
Kingslake, R., Ein neues Nephelometer 330. — Die Interferometerbilder d. primären Aberrationen 541.
Kirke, W. B., Erhöhung der Meßgenauigkeit von Gleichstromamperemetern 267.
Kisser, J., Die Analyse der Wirkungsweise d. Messers bei Schlitten- u. Spitzenmikrotomen 528.
Klughardt, A., Die wirklichen Lichtstärken der photograph. Objektive 593.
Kögler, F., Taschenbuch f. Berg- u. Hüttenleute 160.
Komparatoren s. Maßstäbe u. Längenmessungen.
Kompensatoren s. Elektrizität.
Kondensatoren s. Elektrizität.
Kondensoren s. Optik.
König, H., Üb. elast. Nachwirkg. bei verschiedenen Temperaturen 540.
Koerner, O., Luftbildwesen 592.
Kreisteilungen s. Teilungen.
Kurrelmeyer, B., Üb. Bogen usw. als Lichtquelle bei der Photometrie mit Photozellen 321.

Lacmann, O., Ein neuer Winkelinversor 320.
Lampen (s. a. Elektrizität IV): Üb. d. photometr. Anschluß der Wolfram-Vakuumlampe an die Kohlefadenlampe, Dziobek 476. — Nachtrag hierzu 586.
Längenmessungen s. Maßstäbe.
Lapp, Ch., Hysteresigraph mit zwei Spiegeln u. gedämpften Systemen 330.
Lauch, H., und W. Ruppert, Ein neues Verfahren zur Herstellung durchsichtiger, frei ausgespannter Metallhäutchen 633.
Leidig, W., s. Loebe.
Leiss, C., Beobachtg. d. Interferenzfiguren im konvergenten Licht durch das Mikroskop 43. — Zuschrift zu: „Ein Monochromator für den Anfang des Ultrarotes, das sichtbare Gebiet und das Ultraviolett“ 48. — Über einen neuen Spektralapparat, Monochromator u. Quarzspektrographen m. gekreuzten Prismen z. Erzielung höchster spektraler Reinheit, für das Gebiet von 200 $\mu\mu$ bis 2 μ 91.
Lenouvel, L., Untersuchg. v. Objektiven m. d. Luftkeil 154. — Prüfg v. Reproduktionsobjektiven 155.
Libellen: Untersuchungen v. Sekundenlibellen, Wanach 221.
Linckh, H. E., u. R. Vieweg, Stroboskop. Messungen 30.
Linsen s. Optik.
Literatur (Preislisten, Biographie, s. diese): Mitteilungen des Reichsamts f. Landesaufnahme 95. — Taschenbuch f. Berg- u. Hüttenleute, Kögler 160. — Theorie u. Praxis d. logarithm. Rechenstabes, Rohrberg 331. — Die Rechenmaschinen u. ihre Entwicklungsgeschichte, Martin 388. — Das Bildnis der Erde, Geisler 552. — Mathemat. Instrumente, Willers 637. — Methoden der angewandten Geophysik, Ambronn 638. — Das Mikroskop u. seine Anwendung, Hager, Tobler 640. — *Standard solar wave lengths*, Burns, Meggers 639.
Lockyer, William J. S., Apparat z. Verbreiterung von Spektren 151.

Loebe, W., u. W. Leidig, Üb. d. Verwendbarkeit der Wolframbogenlampe z. Erzeugung ultravioletter Strahlung 93.
Löschner, Üb. d. Genauigkeit im Fällen von Ordinaten bei Koordinatenaufnahmen. Genauigkeitsuntersuchungen mit Winkelabsteckern 497.
Lote s. Geodäsie.
Lüdemann, K., Gerät z. Messg. der horizont. Bewegungskomponente einzelner Punkte von Talsperrenmauern 79. — Ein kleines Universalinstrument für die Vermessg. von Höhlen 148. — Zur Vorgeschichte der „Freiberger Aufstellung" 614.
Luftfahrt: Direkte (exakte) Lösung des einf. Rückwärtseinschneidens im Raume, Müller 434. — Demonstrationsmodell d. Orel-Zeiss schen Stereoautographen 434.
Lüscher, H., Herstellung v. großmaßstäbl. Schichtlinienkarten in hochwertigem, flachem Gelände unter Heranziehung von Luftbildern 592.

Mader, O., Ein Punktindikator z. genauen Ermittlung von Kolbenmaschinendiagrammen. Die Aufnahme v. Flammbildern im Totraum einer Dieselmaschine 385.
Magnetismus u. Erdmagnetismus (s. a. Kompasse): Üb. Solenoid-Elektromagnete, Higgs 156. — Methoden z. Messg. der magnet. Eigenschaften bei verschiedenen Temperaturen, Terry 220. — Hysteresigraph m. zwei Spiegeln und gedämpften Systemen, Lapp 330. — Üb. Dauermagnete, Stäblein 385.
Manometer s. Druck.
Martin, E., Die Rechenmaschinen und ihre Entwicklungsgeschichte 388.
Martin, L. C., Ein einfaches Mikrophotometer 329.
Materialprüfung: Neue Apparate für Faserprüfungen: Die Faserprüflupe u. das Faser-Prüf- u. Vergleichsmikroskop, Pulfrich 533.
Mechanik: Direkt zeigende Kräftemesser, Bergtold 143. — Zur Theorie und Praxis der Kettenwaage, Uhink 519.
Meggers, F., s. Burns.
Meßmaschine s. Maßstäbe und Längenmessungen.
Metalle und Metall-Legierungen: Ein neues Verfahren zur Herstellung durchsichtiger, frei ausgespannter Metallhäutchen, Lauch, Ruppert 633.
Meteorologie (Thermometrie s. diese): I. Barometer, Aneroide.
II. Anemometer (Windmesser): Hitzdraht-Anemometer, Zabel, Carrol 383.
III. Feuchtigkeitsmesser (Hygrometer, Psychrometer).
IV. Regenmesser.
V. Allgemeines: Ein neues Verfahren z. Messg. der Bodentemperatur, Schmidt 431.
VI. Literatur.
Meyerhof, M., s. Frank.
Meyermann, B., Ein chromat. korrigierter Quarz-Sternspektrograph 485.
Mikroskopie: Die Analyse der Wirkungsweise des Messers bei Schlitten- u. Spitzenmikrotomen, Kisser 528. — Üb. die auflösende Kraft des Mikroskops, Goos 592. — Das Mikroskop und seine Anwendung, Hager, Tobler 640.
Mikrotome: Die Analyse der Wirkungsweise des Messers bei Schlitten- u. Spitzenmikrotomen, Kisser 528.
Moffitt, G. W., Der Einfluß der Objektweite auf die sphärische Aberration als Parameterfunktion in gewissen Formen von Fernrohrobjektiven 636.
Moffitt, G. W., u. O. K. Kaspereit, Die Restfehler in komafreien verkitteten Objektiven vom Typus „Kron voran" 490.
Moffitt, G. W., u. P. B. Taylor, Laboratoriumsinstrument z. Prüfg. binokularer Fernrohre 218.
Moll, W. J. H., u. H. C. Burger, Das Thermorelais 543.
Monochromatoren s. Spektroskopie.
Müller, F. J., Direkte (exakte) Lösung des einfachen Rückwärtseinschneidens im Raume 434.

Nectoux, A., Über d. Berechnung astigmatisch korrigierter Gläser 153.
Nivellierinstrumente s. Geodäsie.
Normalelemente s. Elektrizität.
Norton, John T., Ein Instrument zur beschleunigten Anfertigung von Laue-Photogrammen 637.
Nušl, Fr., Welt-Uhrvergleichung 86.

Objektive s. Optik.
Optik (s. a. Fernrohre, Interferometrie, Mikroskopie, Ophthalmologie, Photographie, Photometrie, Polarimetrie, Prismen, Spektroskopie, Spiegel): I. Theoretische Untersuchungen u. Meßmethoden: Stroboskopische Messungen, Linckh, Vieweg 30. — Die Transformation von Einheiten der Drei-Farben-Mischung: Algebraische Methode, Guild 40. — Die geometr. Lösung des Farbenmischungsproblems, Guild 40. — Beobachtg. d. Interferenzfiguren im konvergenten Licht durch das Mikroskop, Leiss 43. — Üb. die Transformation von einem trichromat. System auf ein anderes, Dziobek 81. — Bemerkungen üb. Komplementärfarben, Schulz 88. — Untersuchungen über die Reflexion an teilweise lichtzerstreuenden Flächen, Schulz 89. — Phasendifferenzmessungen an dünnen, durch Kathodenzerstäubung hergestellten Silber- u. Kupferschichten, Richter 90. — Eine neue Methode f. photograph. Spektrophotometrie, Jones 92. — Der Brechungsindex der Luft im sichtbaren Spektrum zwischen 0 und 100 Grad, Pérard 150. — Zweilinsige Halbapochromate, Sonnefeld 152. — Üb. die Berechnung astigmat. korrig. Gläser, Nectoux 153. — Üb. die Berechnung dreiteiliger aplanat. Objektive mit gleichen inneren Krümmungen, Tardy 154. — Üb. die Prüfg. opt. Systeme nach den Interferenzmethoden von V. Ronchi, sowie üb. Anwendungen dieser Methoden z. Bestimmung der Brennweite von Linsen u. d. Auflösungsvermögens spektroskop. Apparate, Flügge 209. — Üb. die Abbeugung von Lichtstrahlen an feinen Teilchen, Herbst 238. — Üb. die Absorption des Lichtes in optisch-inhomogenen Medien, Pokrowski 266. — Üb. die Verundeutlichung des Bildes photograph. Systeme durch die sphär. Aberration, unter Berücksichtigg. d. Helligkeitsverteilg. im Zerstreuungskreis, der Art des Objekts u. der Schwärzungskurve d. photograph. Platte, Flügge 333, 389. — Bemerkungen üb. Nephelometrie u. Vorschlag einer empfindl. Methode z. Untersuchg. d. Beständigkeit von Explosivstoffen, Pollard 381. — Asphär. Linsensysteme, Silberstein 436. — Üb. d. gleichzeitige Messg. v. Phasendifferenz u. Amplitudenverhältnis m. Hilfe des Soleilschen Kompensators, Szivessy 454. — Üb. die direkte stereoskop. Sichtbarmachg. des Feinbaues v. Körpern, insbesondere Kristallen u. dgl., Herbst 460. — Üb. die m. Hilfe der Autokollimation sichtbaren mehrfach reflektierten Bilder i. Winkelprismen u. ihre Anwendg. z. Messg. d. Prismenfehler, Uhink 469. — Die Korrektion opt. Systeme auf Grund der Wellentheorie d. Lichts, Ambard 488. — Die Restfehler in komafreien verkitteten Objektiven vom Typus „Kron voran", Moffit, Kaspereit 490. — Beugungserscheinungen an einer geraden Kante bei Benutzung einer breiten Lichtquelle, Wolfers 490. — Studie z. Anwendg. d. Isoplanasiebedingung, Berek 540. — Die Interferometerbilder der primären Aberrationen, Kingslake 541. — Üb. d. Schatten-

streifen z. Studium d. Lichtwellen, Ronchi 553. — Zur Theorie der Doppelmonochromatoren, van Cittert 557. — Das Polarisationsfeld Nicolscher Prismen, Groosmuller 563. — Üb. Reizgeschwindigkeit, Reizzeit u. Sehgeschwindigkeit, Sehzeit, sowie ihre Beziehung zum Stereophotometer, Herbst 583. — Üb. die auflösende Kraft des Mikroskops, Goos 592. — Die wirkl. Lichtstärken der photograph. Objektive, Klughardt 593. — Üb. durch Spiegelsysteme bewirkte Änderung der Richtung u. Schwingungsebene eines opt. Strahlenbündels, Picht 610. — Messung der Lichtstreuungskoeffizienten einiger gesättigt. Dämpfe, Ewing 633. — Einfluß der Objektweite auf die sphär. Aberration als Parameterfunktion in gewissen Formen von Fernrohrobjektiven, Moffit 636.

II. Apparate: Zuschrift zu: „Ein Monochromator f. d. Anfang des Ultrarotes, das sichtbare Gebiet u. das Ultraviolett, Leiss 48. — Üb. einen neuen Spektralapparat, Monochromator u. Quarzspektrographen m. gekreuzten Prismen zur Erzielung höchster spektraler Reinheit, für das Gebiet von 200 $\mu\mu$ bis 2 μ, Leiss 91. — Spektralphotometer mit direkter Ablesg., Keuffel 92. — Üb. d. Verwendbarkeit der Wolframbogenlampe zur Erzeugg. ultravioletter Strahlung, Loebe, Leidig 93. — Apparat zur Verbreiterung von Spektren, Lockyer 151. — Untersuchg. v. Objektiven m. d. Luftkeil, Lenouvel 154. - Prüfg. v. Reproduktionsobjektiven, Lenouvel 155. — Laboratoriumsinstrument zur Prüfg. binokularer Fernrohre, Moffit, Taylor 218. — Beschreibg. einer Prüfbank für Aero-Linsen, Johnson 267. — Ein neues Nephelometer, Kingslake 330. — Neue Apparate für Faserprüfungen: Die Faserprüflupe u. das Faser-Prüf- u. Vergleichsmikroskop, Pulfrich 533. — Üb. zwei neue Polarisationsapparate, Ewald 536. — Ein neues Refraktometer, Schulz 543. — Ein Spektrograph mit nicht geneigter Platte, Seve 588. — Ein Dreifarbenkolorimeter für Normungszwecke, Guild 593. — Kritik der Monochromatisch-plus-Weiß-Methode der Kolorimetrie, Guild 595. — Eine neue Methode der Kolorimetrie, Guild 595. — Das Okularinterferometer, Ronchi 634. — Doppelsternmessung mit einem Gitterinterferometer, Ronchi 634. — Fraunhofer und die Entwicklung der Gittertechnik, Glaser 634.

III. Literatur: *La prova dei sistemi ottici*, Ronchi 272. — Eine schweizerische Schmelzhütte f. opt. Glas in Solothurn 1831—1857 u. Theod. Daguet, Fabrikant opt. Gläser 1795—1870, Keller-Zschokke 598. — *Photometry*, John W. F. Walsh, 639.

Otto, J., s. Holborn.

Page, B. L., s. Peters.

v. d. Pahlen, E., Der Cölostat des Einsteinturmes in Potsdam 49.

Patai, E., s. Selényi.

Pelzer, A., Über den Einfluß der Lichtstärke v. Theodolit- u. Nivellierfernrohren auf d. mittleren Zielfehler 354.

Pendel u. Pendelmessungen: Die Funktionen d. Pendelfeder, Bock 445.

Pendeluhren s. Zeitmessung.

Pérard, A., Der Brechungsindex der Luft im sichtbaren Spektrum zwischen 0 und 100 Grad 150.

Permeabilität s. Magnetismus.

Persönliches: Zum 50jähr. Arbeitsjubiläum von Ferdinand Hebestreit, Sonnefeld 213. — Gustav Heyde, Werkmeister 587.

Perucca, C., Ein neues Photometer ohne diffus zerstreuenden Schirm 74.

Peters, C. G., u. B. L. Page, Ein neuer Interferenzapparat z. Prüfg. von Zählkammern für Blutkörperchen 155.

Photographie: Üb. die Verundeutlichg. d. Bildes photograph. Systeme durch die sphär. Aberration, unter Berücksichtigg. d. Helligkeitsverteilung im Zerstreuungskreis, der Art des Objekts u. der Schwärzungskurve d. photograph. Platte, Flügge 333, 389. — Ein Sensitometer ohne Belichtungsunterbrechung mit Kontrolle des Antriebsmotors durch eine Uhr, Davis 493.

Photogrammetrie: Die Genauigkeit einer autokartograph. hergestellten Karte, v. Gruber 255. — Nachtrag hierzu 332. — Erwiderung hierüber, Hugershoff 438. — Direkte (exakte) Lösung d. einf. Rückeinwärtsschneidens im Raume, Müller 434. — Demonstrationsmodell d. Orel-Zeissschen Stereoautographen 434. — Photogrammetr. Apparate, Wild 591. — Herstellg. von großmaßstäbl. Schichtlinienkarten in hochwertigem, flachem Gelände unter Heranziehung von Luftbildern, Lüscher 592. — Luftbildwesen, Koerner 592.

Photometrie: Heterochromatische Photometrie, Fabry 44. — Ein tragbarer Glanzmesser, Shook 44. — Ein neues Photometer ohne diffus zerstreuend. Schirm, Perucca 74. — Eine neue Form d. tragbaren Beleuchtungsmessers, Tuch 92. — Über Bogen usw. als Lichtquelle bei der Photometrie mit Photozellen, Kurrelmeyer 321. — Üb. die Konstruktion des Thermophotometers, Plotnikow 329. — Ein einfaches Mikrophotometer, Martin 329. — Eine Einrichtg. f. visuelle Spektralphotometrie, Guild 380. — Graph. Darstellgn. u. Tafeln z. Ermittlg. d. Energieverteilg. n. d. Planckschen Formel 437. — Üb. d. photometr. Anschluß d. Wolfram-Vakuumlampe an die Kohlefadenlampe, Dziobek 476. — Nachtrag hierzu 586. — Zur heterochromat. Photometrie, Schäfer 491. — Üb. Reizgeschwindigkeit, Reizzeit u. Sehgeschwindigkeit, Sehzeit, sowie ihre Beziehung z. Stereophotometer, Herbst 583. — Ein Dreifarbenkolorimeter für Normungszwecke, Guild 593. — Kritik der Monochromatisch-plus-Weiß-Methode der Kolorimetrie, Guild 595. — Eine neue Methode d. Kolorimetrie, Guild 595. — *Photometry*, John W. F. Walsh 639.

Physiologie: Die Transformation von Einheiten der Drei-Farben-Mischung: Algebraische Methode, Guild 40. — Die geometr. Lösung d. Farbenmischungsproblems, Guild 40. — Die Koeffizienten d. chromat. Erregungsstärke nach der Methode der kleinsten Quadrate, D. C. Judd 44. — Ein neuer Interferenzapparat z. Prüfg. von Zählkammern für Blutkörperchen, Peters, Page 155. — Über Reizgeschwindigkeit, Reizzeit u. Sehgeschwindigkeit, Sehzeit, sowie ihre Beziehung zum Stereophotometer, Herbst 583.

Picht, Joh., Über durch Spiegelsysteme bewirkte Änderung der Richtung u. Schwingungsebene eines opt. Strahlenbündels 610.

Picker, G., Ein neuer Schnellregler f. kleine elektr. Zentralen 384.

Pitotsche Röhre s. Geschwindigkeitsmessungen.

Planimetrie: Verfahren z. Bestimmung des Zentrifugalmomentes $\int\int xy\,dx\,dy$ einer Fläche m. Hilfe des Integrators, A. J. Amsler & Co. 16. — Verfahren z. Bestimmung des polaren Trägheitsmomentes eines Umdrehungskörpers mittels des Integrators, A. J. Amsler & Co. 19. — Das Vektor-Präzisionsscheibenplanimeter, Schnöckel 67. — Ein neuer Winkelinversor, Lacmann 320. — Die Theorie u. die Genauigkeit d. Scheibenrollplanimeters Nr. 4072 der Firma G. Coradi, Idler 550.

Platinthermometer s. Thermometrie.

Plotnikow, J., Üb. d. Konstruktion d. Thermophotometers 329.

Pokrowski, G. I., Über die Absorption des Lichtes in optisch-inhomogenen Medien 266.

Polarimetrie: Das Polarisationsfeld eines Babinetschen Kompensators, Groosmuller 198. — Die Verwen-

dung v. Kalkspatlinsen als lichtstarke Polarisatoren, Schütz 219. — Üb. d. gleichzeit. Messg. von Phasendifferenz und Amplitudenverhältnis m. Hilfe d. Soleilschen Kompensators, Szivessy 454. — Universal-Polarimeter, Skinner 491. — Üb. zwei neue Polarisationsapparate, Ewald 536. — Ein neues Refraktometer, Schulz 543. — Das Polarisationsfeld Nicolscher Prismen, Groosmuller 563. — Über durch Spiegelsysteme bewirkte Änderung der Richtg. u. Schwingungsebene eines opt. Strahlenbündels, Picht 610.

Pollard, A. F. C., Bemerkgn. üb. Nephelometrie u. Vorschlag einer empfindl. Methode z. Untersuchg. d. Beständigkeit v. Explosivstoffen 381.

Preislisten: Neue Preisliste von Gustav Heyde Ges. für Optik u. Feinmechanik m. b. H. in Dresden 271. — Neue Preisliste von M. Hildebrand G. m. b. H. in Freiberg i. Sa. 640.

Prismen: Zur Theorie des Winkelprismas, Daseke 10. — Üb. die mit Hilfe der Autokollimation sichtbaren mehrfach reflektierten Bilder in Winkelprismen u. ihre Anwendg. z. Messg. d. Prismenfehler, Uhink 469.

Projektion s. Optik.

Pulfrich, C., Neue Apparate für Faserprüfungen: Die Faser-Prüflupe und das Faser-Prüf- u. Vergleichsmikroskop 533.

Pyrometer s. Thermometrie.

Quadrantelektrometer s. Elektrizität.

Quarzprismen s. Prismen.

Quecksilberbarometer s. Meteorologie.

Rechenapparate u. Rechenhilfsmittel: Verfahren z. Bestimmg. d. Zentrifugalmomentes $\iint xy\,dx\,dy$ einer Fläche mit Hilfe des Integrators, A. J. Amsler & Co. 16. — Verfahren z. Bestimmung des polaren Trägheitsmomentes eines Umdrehungskörpers mittels des Integrators, A. J. Amsler & Co. 19. — Über den Gebrauch von graph. Rechentafeln mit Punktskalen u. einer Geraden als Ablesekurve 262. — Theorie und Praxis d. logarithm. Rechenstabes, Rohrberg 331. — Die Rechenmaschinen u. ihre Entwicklungsgeschichte, Martin 388. — Graph. Darstellungen u. Tafeln zur Ermittlg. der Energieverteilg. n. d. Planckschen Formel 437. — Die Rechenmasch. „Hamann-Manus" 596. — Der Rechenschieber „Stellfix" 597. — Präzisions-Taschen-Rechenuhr 1925 598. — Geodät. Instrumente und Rechenmaschinen auf der Ausstellung für Optik und Feinmechanik in Wien, Werkmeister 632. — Der Rechenschieber „Py-Lo" 632. — Mathematische Instrumente, Willers 637.

Reflektoren s. Astronomie.

Registrierapparate: Einige neue Registrierinstrumente, Whipple 263.

Regulatoren: Die Differentialunruh nach Ch. Volet, Bock 138.

Reichsamt für Landesaufnahme: Mitteilungen des Reichsamts für Landesaufnahme 95. — Die preuß. Landesvermessg. Hauptdreiecke 386. — Koordinaten u. Höhen. 1. Teil. Reg.-Bezirk Königsberg 387.

Reichsanstalt, Physikalisch-Technische: Die Tätigkeit der Phys.-Techn. Reichsanstalt i. J. 1925 97, 161.

Ribaud, G., Hochfrequenz-Induktionsöfen für sehr hohe Temperaturen 544.

Richter, J., Phasendifferenzmessungen an dünnen, durch Kathodenzerstäubung hergestellten Silber- u. Kupferschichten 90.

Ritchey, G. W., Ein neues Verfahren zur Herstellung großer Teleskopspiegel 589.

v. Rohr, M., Nachtrag zu meinem Aufsatz: Die Voigtländersche Werkstätte und ihre Umwelt 76. — Pierre Louis Guinand 121, 189. — J. Fraunhofers Forschgn. zur Glasbeschaffenheit und Farbenhebung sowie seine Leitung der Glashütte zu Benediktbeurn 273.

Rohrberg, A., Theorie u. Praxis des logarithm. Rechenstabs 331.

Ronchi, V., *La prova dei sistemi ottici* 272. — Über die Schattenstreifen zum Studium der Lichtwellen 553. — Das Okularinterferometer 634. — Doppelsternmessung mit einem Gitterinterferometer 634.

Röntgenstrahlen: Schnecke für einen Röntgen-Spektrographen, Friauf 493. — Ein Instrument zur beschleunigten Anfertigung von Laue-Photogrammen, Norton 637.

Rothwell, P., Das Multi-Vibrations-Galvanometer 95.

Ruppert, W., s. Lauch.

Sampson, R. A., Drahtlose Zeitsignale: Änderungen in d. französ. Gebung 85.

Schäfer, Cl., Zur heterochromat. Photometrie 491.

Schall s. Akustik.

Schmelzpunkt s. Wärme.

Schmidt, W., Ein neues Verfahren z. Messg. d. Bodentemperatur 431.

Schnöckel, J., Das Vektor-Präzisionsscheibenplanimeter 67.

Schulz, H., Bemerkungen über Komplementärfarben 88. — Untersuchgn. üb. die Reflexion an teilweise lichtzerstreuenden Flächen 89. — Ein neues Refraktometer 543.

Schumann, Üb. das Zeichnen der Isogammen aus Schwerkraftsgradienten 25.

Schütz, W., Die Verwendung von Kalkspatlinsen als lichtstarke Polarisatoren 219.

Schwere: Üb. d. Zeichnen der Isogammen aus Schwerkraftsgradienten, Schumann 25.

Seismometrie: Seismophon u. neuer Seismograph, zwei Erschütterungsmesser, Duckert 71.

Selbstinduktion s. Elektrizität.

Selényi, P., u. E. Patai, Über einen Apparat zur Messung der Wärmeausdehnung von Gläsern u. Drähten 246.

Sève, P., Ein Spektrograph mit nicht geneigter Platte 588.

Shook, G. A., Ein tragbarer Glanzmesser 44.

Siedethermometer s. Meteorologie u. Thermometrie.

Silberstein, L., Asphär. Linsensysteme 436.

Skinner, C. A., Universal-Polarimeter 491.

Smith, Sinclair, Studien üb. die Explosion von Drähten durch elektr. Strom 157.

Sonnefeld, C. A., Zweilinsige Halbapochromate 152.

Sonnenschein, R., s. Grösser.

Späth, W., Beitrag z. Schallmessg. 265.

Spektroskopie: Über einen neuen Spektralapparat, Monochromator u. Quarzspektrographen mit gekreuzten Prismen zur Erzielung höchster spektraler Reinheit, für das Gebiet von 200 $\mu\mu$ bis 2 μ, Leiss 91. — Apparat z. Verbreiterung v. Spektren, Lockyer 151. — Ein chromat. korrigierter Quarz-Sternspektrograph, Meyermann 485. — Schnecke für einen Röntgen-Spektrographen, Friauf 493. — Zur Theorie der Doppelmonochromatoren, van Cittert 557. — Ein Spektrograph mit nicht geneigter Platte, Sève 588. — *Standard solar wave lengths*, Burns, Meggers 639.

Sphärometer s. Optik u. Maßstäbe.

Spiegel: Teleskopspiegel aus Magnesium-Oxychlorür, le Coultre 588. — Ein neues Verfahren zur Herstellg. großer Teleskopspiegel, Ritchey 589. — Üb. durch Spiegelsysteme bewirkte Änderung der Richtg. u. Schwingungsebene eines opt. Strahlenbündels, Picht 610.

Stäblein, F., Über Dauermagnete 385.

Stangenplanimeter s. Planimetrie.

Stereoskopie: Über die direkte stereoskop. Sichtbarmachung des Feinbaues von Körpern, insbeson-

dere Kristallen u. dergl., Herbst 460. — Üb. Reizgeschwindigkeit, Reizzeit u. Sehgeschwindigkeit, Sehzeit, sowie ihre Beziehung z. Stereophotometer, Herbst 583.
Stracke, G., Die kleinen Planeten 495.
Suhrmann, R., u. K. Clusius, Üb. ein einfaches u. sicheres Verfahren zur Abätzung dünnster Wollastondrähte 495.
Szivessy, G., Über die gleichzeit. Messung von Phasendifferenz u. Amplitudenverhältnis m. Hilfe des Soleilschen Kompensators 454.

Tachymeter s. Geodäsie.
Tardy, H. L., Üb. die Berechng. dreiteiliger aplanat. Objektive m. gleichen inneren Krümmungen 154.
Taylor, P. B., s. Moffit.
Teilungen: Die Genauigkeit von Kreisteilungen, Fennel 204. — Untersuchungen an einer Kreisteilmaschine, Fritz 289.
Temperatur-Regulatoren: Ein Temperaturregler für elektr. Öfen, Cambridge Instr. Co. 267.
Terry, Earle M., Methoden zur Messg. der magnet. Eigenschaften bei verschied. Temperaturen 220.
Theodolite s. Geodäsie.
Thermoelemente s. Thermometrie.
Thermometrie: Ein Thermoelement z. Messg. von Oberflächentemperaturen, King, Blackie 93. — Üb. die Alterung von Thermometergläsern, Holborn, Otto 415.
Thomas, H. A., Elektr. Meßverfahren zur Bestimmung kleiner Flüssigkeitsdrücke 486.
Tobler, Fr., s. Hager.
Transformatoren s. Elektrizität.
Tuch, Davis H., Eine neue Form des tragbar. Beleuchtungsmessers 92.

Uhink, W., Üb. die mit Hilfe der Autokollimation sichtbaren mehrfach reflektierten Bilder in Winkelprismen u. ihre Anwendung zur Messg. der Prismenfehler 469. — Zur Theorie u. Praxis der Kettenwaage 519.
Uhren s. Zeitmessung.

Vieweg, R., s. Linckh.

Waagen u. Wägungen: Zur Theorie u. Praxis der Kettenwaage, Uhink 519.
Walsh, John W. F., *Photometry* 639.
Wanach, B., Untersuchungen von Sekundenlibellen 221.
Wärme (Thermometrie s. diese): I. Theoretische Untersuchungen u. Meßmethoden: Ein neues Verfahren z. Messg. der Bodentemperatur, Schmidt 431. — Üb. d. Deformation doppelmetallischer Reifen durch Temperaturänderungen, Bock 601.
II. Apparate: Üb. einen Apparat z. Messg. der Wärmeausdehnung v. Gläsern u. Drähten, Selényi, Patai 246. — Ein Punktindikator z. genauen Ermittlung v. Kolbenmaschinendiagrammen. Die Aufnahme v. Flammenbildern im Totraum einer Dieselmaschine, Mader 385. — App. z. Demonstration d. therm. Umwandlungspunkte bei Eisen u. einigen Legierungen nebst deren Anomalien, Chevenard 438. — Das Thermorelais, Moll, Burger 543. — Hochfrequenz-Induktionsöfen für sehr hohe Temperaturen, Ribaud 544.
III. Literatur.
Wechselstrom s. Elektrizität.
Weitbrecht, W., Prakt. Geometrie 270.
Werkmeister, P., Beitrag z. Einteilg. der in der Phototachymetrie benutzten Instrumente 376. — Gustav Heyde 587. — Geodät. Instrumente u. Rechenmaschinen auf der Ausstellung für Optik u. Feinmechanik in Wien 632.
Weston-Elemente s. Elektrizität.
Whipple, Robert S., Einige neue Registrierinstrumente 263.
Wild, H., Photogrammetr. Apparate 591.
Willers, Fr. A., Mathematische Instrumente 637.
Wilski, P., Anweisg. z. Ausführung d. zentr. Schachtlotung m. Oberträgern u. Unterträgern sowie m. mehreren Gewichten 96.
Wolfers, F., Beugungserscheinungen an einer geraden Kante bei Benutzung einer breiten Lichtquelle 490.
Worthing, A. G., s. Forsythe.

Zeitmessung: Drahtlose Zeitsignale: Änderungen in der französischen Gebung, Sampson 85. — Welt-Uhrvergleichung, Nušl 86. — Die Differentialunruh nach Ch. Volet, Bock 138. — Die Funktionen der Pendelfeder, Bock 445. — Zeitmessg. u. Sterndeutg. in geschichtl. Darstellung. Drecker 545. — Die Hahnsche Sonnenuhr 590. — Üb. die Deformation doppelmetallischer Reifen durch Temperaturänderungen, Bock 601.
Zobel, C., u. L. B. Carroll, Hitzdraht-Anemometer 383.

Fehlerberichtigung.

S. 29, 15. Zeile von oben lies nicht statt weiter.
S. 74 und folgende lies Beleuchtungsstärke statt Lichtstärke.
S. 175 lies am Rande bei 105. Anm. [1]) und bei 106. Anm. [2]).
S. 292, 5. Abschnitt, 8. Zeile von oben lies 10′ statt 10″.
S. 299, Fig. 7 b und c sind zu vertauschen.
S. 314, 5. Zeile von oben lies $T_0 = 0$ und $D_0 = E_0 = 1$ statt $T_0 = 0 = D_0 = E_0 = 1$.
S. 318, letzte Zeile, Fig. 10 statt Fig. 8.
S. 319, 9. Zeile von oben Fig. 8 statt Fig. 9.
S. 517, 13. Zeile von oben lies $\gamma\,[F(C - C') + f(B - B')]$ statt $\gamma\,[F(C - C') + F(B - B')]$.
S. 518, 10. Zeile von unten lies in der rechten Seite der Gleichung $- \cdots + f \cdot C'' - f\,C - f\,C + \cdots$ statt $\cdots + f \cdot C - f\,C + \cdots$.
S. 574 in der Unterschrift zu Fig. 1 lies 560° statt 56°, ferner ebenda Dyn/cm statt sin/cm.

Verzeichnis der Referenten des Jahrgangs 1926.

Name	Wohnort
Prof. Dr. Ambronn	Göttingen
Dr.-Ing. Beck	Karlsruhe
Dr. Block	Königsberg i. Pr.
Dr. Conrat (*Ct.*)	Charlottenburg
Dr. P. Duckert	Lindenberg
W. Dziobek (*Dz.*)	Charlottenburg
Dr. A. Ehringhaus	Göttingen
Dr. J. Flügge	Berlin
Prof. Dr. J. Frank (*J. Fr.*)	Weihenstephan
Prof. Dr. Göpel (*G.*)	Charlottenburg
Prof. Dr. Henning	Charlottenburg
Dr. W. Keil	Charlottenburg
Dr. J. Kisser	Wien
Dr. Kußmann (*Ku.*)	Charlottenburg
Dr. E. Lau	Charlottenburg
Dipl.-Ing. Franz Levy	München
Dipl.-Ing. Linckh (*Lh.*)	Charlottenburg
K. Lüdemann	Freiberg-Sa.
Prof. Dr. H. Maurer	Berlin
Dr. Messow (*M.*)	Bergedorf
Prof. Dr. M. v. Rohr	Jena
Prof. Dr. O. Schönrock (*Schck.*)	Charlottenburg
Dr. Werner (*Wr.*)	Charlottenburg
Prof. Dr.-Ing. P. Werkmeister	Dresden
Dr. Zickner	Charlottenburg

Verantwortlich für die Redaktion: Oberregierungsrat Professor Dr. F. Göpel in Charlottenburg.
Verlag von Julius Springer in Berlin. — Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig.

ZEITSCHRIFT

FÜR

INSTRUMENTENKUNDE

Organ

für

Mitteilungen aus dem gesamten Gebiete der wissenschaftlichen Technik

Herausgegeben

unter Mitwirkung der

Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

von

L. Ambronn in Göttingen, **W. Breithaupt** in Cassel, **M. Edelmann** in München, **P. Guthnick** in Neubabelsberg, **O. Günther** in Braunschweig, **W. Haensch** in Berlin, **K. Haußmann** in Schwäb.-Gmünd, **C. Heinrich** in Wetzlar, **W. Hildebrand** in Freiberg i. S., **E. Kohlschütter** in Potsdam, **H. Ludendorff** in Potsdam, **H. Maurer** in Berlin, **W. Nernst** in Berlin, **C. Pulfrich** in Jena, **M. v. Rohr** in Jena, **W. Sartorius** in Göttingen, **A. Schmidt** in Cöln a. Rh., **R. Steinheil** in München, **R. Straubel** in Jena, **E. Warburg** in Berlin, **F. Weidert** in Berlin, **P. Werkmeister** in Dresden, **E. Wiechert** in Göttingen.

Schriftleitung: **F. Göpel** in Charlottenburg

Sechsundvierzigster Jahrgang

1926

12. Heft: Dezember

Inhalt:

H. Bock, Über die Deformation doppelmetallischer Reifen durch Temperaturänderungen S. 601. — Joh. Picht, Über durch Spiegelsysteme bewirkte Änderung der Richtung und Schwingungsebene eines optischen Strahlenbündels S. 610. — K. Lüdemann, Zur Vorgeschichte der Freiberger Aufstellung S. 614. — C. Günther, Eine neue Meßbrücke zur Bestimmung von Selbstinduktionen S. 623.

Referate: Geodätische Instrumente und Rechenmaschinen auf der Ausstellung für Optik und Feinmechanik in Wien S. 632. — Der Rechenschieber „Py-Lo“ S. 632. — Neues Verfahren zur Herstellung von Metallhäutchen S. 633. — Messung der Lichtzerstreuungskoeffizienten gesättigter Dämpfe S. 633. — Das Okularinterferometer S. 634. — Doppelsternmessung mit einem Gitterinterferometer S. 634. — Fraunhofer und die Entwicklung der Gittertechnik S. 634. — Einfluß der Objektweite auf die sphärische Aberration S. 636. — Instrument zur beschleunigten Anfertigung von Laue-Photogrammen S. 637.

Bücherbesprechungen: Fr. A. Willers, Mathematische Instrumente S. 637. — R. Ambronn, Methoden der angewandten Geophysik S. 638. — J. W. F. Walsh, *Photometry* S. 639. — K. Burns and F. Meggers, *Standard solar wave lengths* S. 639. — H. Hager-Fr. Tobler, Das Mikroskop und seine Anwendung S. 640.

Neue Preisliste von M. Hildebrand G. m. b. H. in Freiberg i. S, S. 640.

Namen- und Sachregister S. 641.

Fehlerberichtigung S. 647.

Verzeichnis der Referenten des Jahrgangs 1926 S. 648.

Berlin

Verlag von Julius Springer

1926

Der Postvertrieb erfolgt von Leipzig aus

Die Zeitschrift für Instrumentenkunde

erscheint in monatlichen Heften und kann im In- und Auslande durch den Buchhandel, die Post oder direkt vom Verlag bezogen werden. Preis vierteljährlich für das In- und Ausland R.-M. 12.—. Hierzu tritt bei direkter Zustellung durch den Verlag das Porto bzw. beim Bezuge durch die Post die postalische Bestellgebühr. Heftpreis R.-M. 4.80.

Wissenschaftliche Original-Beiträge werden honoriert.

Autoren von Arbeiten, die in anderen Zeitschriften des In- und Auslandes erschienen und für die Leser der Zeitschrift für Instrumentenkunde von Interesse sind, werden um Einsendung eines Sonderabzuges gebeten, um darüber im Referate-Teil berichten zu können.

Redaktionelle Anfragen und Mitteilungen wolle man an den Schriftleiter, Oberregierungsrat Prof. Dr. F. Göpel, Charlottenburg 2, Knesebeck-Straße 22, richten.

Die Zeitschrift nimmt **Anzeigen** gewerblichen und literarischen Inhalts, Stellengesuche und -angebote usw. auf und sichert denselben die weiteste und zweckmäßigste Verbreitung.

Preis d. Inland-Anzeigen bei $^1/_4$ $^1/_2$ $^1/_1$ Seite Umfang
30.— 60.— 120.— Reichsmark

Bei 6 12 malig. Aufnahme innerhalb Jahresfrist
10 20% Nachlaß.

Kleine Anzeigen: Die einspaltige Millimeterzeile oder deren Raum von Strich zu Strich gemessen: 0,30 Reichsmark. Die Zahlung hat innerhalb 14 Tagen nach Rechnungsdatum (für Gelegenheitsanzeigen und Stellegesuche sofort bei Bestellung) nur auf Postscheckkonto 118935 Berlin Julius Springer abzug- und spesenfrei zu erfolgen. Bei Zahlungsverzug werden die üblichen Bankzinsen berechnet.

Für Vorzugsseiten, Auslandsanzeigen und Beilagen, Preise auf Anfrage.

Verlagsbuchhandlung Julius Springer, Berlin W 9, Linkstr 23/24.

Fernsprecher: Amt Kurfürst 6050—53. Drahtanschrift: Springerbuch. Reichsbank-Giro Konto — Deutsche Bank, Berlin, Depositenkasse C. Postscheck-Konto für Bezug von Zeitschriften und einzelnen Heften: Berlin Nr. 20120. Julius Springer Bezugsabteilung für Zeitschriften. — Postscheck-Konto für Anzeigen, Beilagen und Bücherbezug: Berlin Nr. 118 935 Julius Springer.

H R W

Gegründet 1791

[6197]

HILDEBRAND

Präzisions-Instrumente

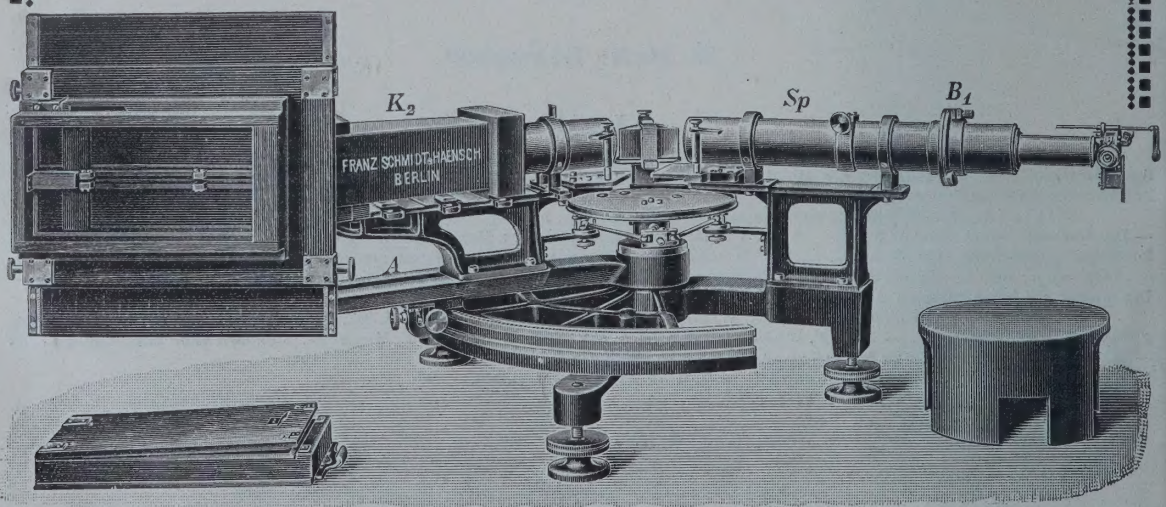
für alle Zweige des Vermessungswesens

MAX HILDEBRAND früher August Lingke & Co. G. m. b. H.

FREIBERG-SACHSEN 50

Franz Schmidt & Haensch

Prinzessinnenstr. 16 **BERLIN S 42** Prinzessinnenstr. 16



Universalspektrograph

für Beobachtungen und Aufnahmen des sichtbaren und unsichtbaren Gebietes, mit einem oder zwei Flintglas-, Rutherford- und Quarzprismen nach Cornu und auswechselbaren photographischen Kameren für 9 × 12, 13 × 18, 15 × 30 cm Platten usw.

[6468]

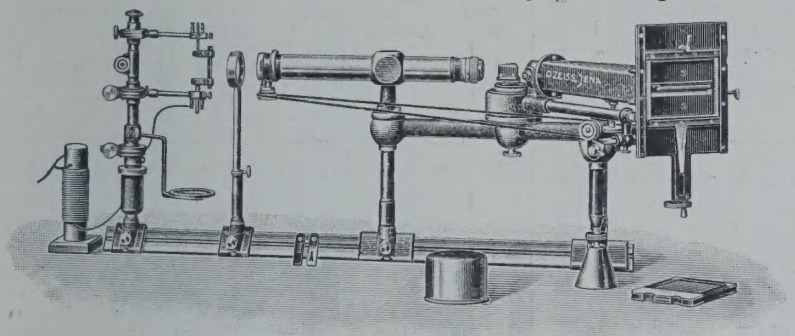
ZEISS

Spektrograph für Chemiker

zur Ausführung der „quantitativen Spektralanalyse".

Außerdem:

Handspektroskope, Vergleichsspektroskope, Gitterspektroskope, Festarmige Spektroskope, Autokollimationsspektroskope, Spektroskop mit 90° Ablenkung, Gitterspektrographen, Lichtstarke Spektrographen, Meß-Mikroskope für Negative

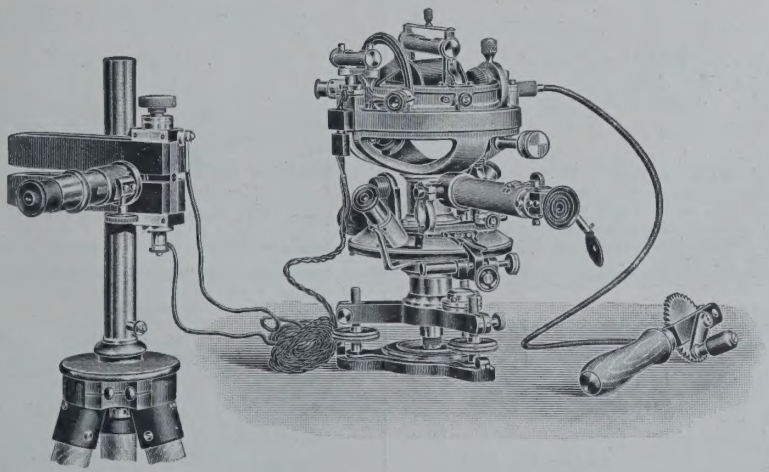


Spektrograph für Chemiker

Druckschriften für jedes interessierende Instrument kostenfrei durch

CARL ZEISS JENA

SARTORIUS



Magnettheodolite

*

Komplette Instrumentarien

SARTORIUS-WERKE A.G. GÖTTINGEN

Erdinduktorien

*

für Reise und Station.

Druckschriften „Astro" kostenfrei.

Geeignete Geschenkliteratur für Weihnachten!

Technisches Denken und Schaffen. Eine gemeinverständliche Einführung in die Technik von **G. v. Hanffstengel,** Professor, Diplom-Ingenieur. Dritte, durchgesehene Auflage. 224 Seiten mit 153 Textabbildungen. 1922. Gebunden RM 4.—

Der beste Führer zum Verständnis der Technik. — Das willkommene Buch für jeden, der ein anschauliches Bild von dem Wesen technischer Vorgänge gewinnen will. — Die geeignetste Vorbereitung für jeden technischen Beruf.

Der Weg zum Käufer. Eine Theorie der praktischen Reklame. Von **Kurt Th. Friedlaender.** Dr. jur. et rer. pol. Zweite, verbesserte Auflage. 207 Seiten mit 144 Abbildungen im Text. 1926. Gebunden RM 12.—

... Das Buch behandelt die psychotechnische Seite der Werbung im Sinne der amerikanischen Fachliteratur. Eine Fülle interessanter Nutzanwendungen psychologischer Erkenntnisse werden in loser Systematik in gut ausgewählten Beispielen vorgeführt.

Verkäufer — Firma — Kunde. Wie Amerika Verkaufskunst lehrt von **Kurt Th. Friedlaender.** Dr. jur. et rer. pol. 244 Seiten. 1926. Gebunden RM 15.—

Das Buch enthält eine Fülle nützlicher Anregungen für Industrie und Handel, die neue Verdienstmöglichkeiten erschließen. Alle Fragen, die sich aus dem kaufmännischen Leben ergeben, sind ausgiebig behandelt, und so ist das Buch ein Nachschlagewerk für den Chef und den Angestellten.

Die Reklame des Maschinenbaues. Von **Georg von Hanffstengel,** a. o. Professor an der Technischen Hochschule Charlottenburg. 150 Seiten mit zahlreichen, zum Teil farbigen Abbildungen. 1923. Geb. RM 8 —

Der Verfasser bespricht an der Hand zahlreicher zum Teil farbiger Abbildungen die bisherige Reklame des Maschinenbaues und zeigt sachlich-kritisch, was falsch und richtig ist. Für Abteilungsleiter, jeden Angestellten in gehobener Stellung, für Hochschüler jeder Art ist das Buch unentbehrlich.

Lebendige Kräfte. Von **Max Eyth.** Sieben Vorträge aus dem Gebiete der Technik. Vierte Auflage. 270 Seiten mit in den Text gedruckten Abbildungen. 1924. Geb. RM 4.80

Inhaltsübersicht: I. Poesie und Technik. — II. Das Wasser im alten und neuen Ägypten. — III. Die Entwicklung des landwirtschaftlichen Maschinenwesens in Deutschland, England und Amerika. — IV. Mathematik und Naturwissenschaft der Cheopspyramide. — V. Binnenschiffahrt und Landwirtschaft. — VI. Ein Pharao im Jahrhundert des Dampfes. — VII. Zur Philosophie des Erfindens.

Werner Siemens. Ein kurzgefaßtes Lebensbild nebst einer Auswahl seiner Briefe. Aus Anlaß der 100. Wiederkehr seines Geburtstages herausgegeben von **Conrad Matschoß.** 2 Bände. 977 Seiten mit drei Bildnissen und der Nachbildung eines Briefes. 1916. Neudruck 1925. Gebunden RM 36.—

Conrad Matschoß hat in außerordentlich klarer, auch den Nichtfachmann befriedigender Weise, unter eifriger Benutzung des Urmaterials, das ja durch die schönen Archivsammlungen in Siemensstadt reichlich fließt, besonders die einzelnen Zweige des technischen Lebenswerkes dargestellt. Staunend steht man vor der Fülle geistiger Arbeit, theoretischer Durchdringung und zugleich der Fähigkeit, die Idee aus der Theorie in die Praxis zu überführen, die Siemens auszeichnet . . .

Lebenserinnerungen. Von **Werner von Siemens.** Zwölfte Auflage. 225 Seiten mit 6 Tafeln. 1922. Gebunden RM 3.—

. . . Wie Werner von Siemens selbst sagt, soll diese schlichte und sachliche Schilderung seines Werdeganges zeigen, „daß ein junger Mann auch ohne ererbte Mittel und einflußreiche Gönner, ja sogar ohne richtige Vorbildung, allein durch seine eigene Arbeit sich emporschwingen und Nützliches leisten kann". Ein Festgeschenk für jeden Deutschen, insbesondere für die heranwachsende Jugend.

Mein Lebensweg und meine Tätigkeit. Eine Skizze von **C. Bach.** 114 Seiten. 1926. RM 4.20; gebunden RM 5.10

Diese Aufzeichnungen einer Persönlichkeit vom Range v. Bachs, der den langsamen, mit äußerster Kraftanstrengung erfolgten Aufstieg der deutschen Industrie in der Vorkriegszeit miterlebt hat, werden heute um so mehr Beachtung finden, als die zahlreichen Berichte über amerikanische Wirtschaftsverhältnisse, in denen vor allem die Bedeutung ausreichender Werkstattstätigkeit für den Ingenieur hervorgehoben wird, seiner seit Jahrzehnten vertretenen Auffassung recht geben.

Arbeiter unter Tarnkappen. Von **Julius Lerche.** Ein Buch von Werkleuten und ihrem Schaffen. Zweite Auflage. 147 Seiten. 1924. Gebunden RM 3.—

Aus dem Inhalt: Thyra. — Der Vater der Spinnjenny. Der Riese vom Spinnhof. — Der Fernsprecher. — Des Uhrenfrieders letzter Wille. — Der Ingner. — Die Sachverständigen. Leichte Arbeiter. — Das fixe Menschenkind. — Der Hammermensch. — Henne Genzfleisch. — Der alte Greif.

Georg von Siemens. Ein Lebensbild aus Deutschlands großer Zeit. Von **Karl Helfferich.** In drei Bänden.

Erster Band. Zweite Auflage. 344 Seiten mit 2 Tafeln. 1923. Gebunden RM 11.50

Zweiter Band. Zweite Auflage. 296 Seiten. 1923. Gebunden RM 10.—

Dritter Band. 411 Seiten mit einem Bildnis. 1923. Gebunden RM 14.—

Das Werden und Wachsen der großen Persönlichkeit Georg von Siemens und der gewaltigen Ideen, an deren Verwirklichung er zum Besten des deutschen Volkes gearbeitet hat, wird in diesem nunmehr in drei Bänden abgeschlossen vorliegenden Werke von berufenster Seite behandelt.

Einführung in die Chemie. Von **Rudolf Ochs.** Ein Lehr- und Experimentierbuch. Zweite, vermehrte und verbesserte Auflage. 534 Seiten mit 244 Textfiguren und einer Spektraltafel. 1921. Gebunden RM. 10.—

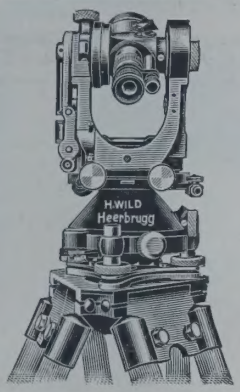
Das Buch von Ochs gehört zu den wenigen Büchern, die die Jugend nicht nur unterhalten, sondern auch in ihrem Bildungsgang zu fördern geeignet sind. Dem jungen Nachwuchs, der sich dem Berufe des Chemikers, Physikers, Pharmazeuten usw. zuwenden will, sei es als wertvolles Geschenk besonders empfohlen.

Der Radio-Amateur (Radio-Telephonie). Ein Lehr- und Hilfsbuch für die Radio-Amateure aller Länder. Von Dr. **Eugen Nesper.** Sechste, bedeutend vermehrte und verbesserte Auflage. 887 Seiten mit 955 Abbildungen. 1925. Gebunden RM 18.—

In dem Nesperschen Buche, das die Technik des gesamten Radio-Amateurwesens vollständig und erschöpfend behandelt, findet jeder technisch Interessierte alles Wissenswerte in wissenschaftlich einwandfreier und doch populärer Darstellung.

VERLAG VON JULIUS SPRINGER IN BERLIN W 9

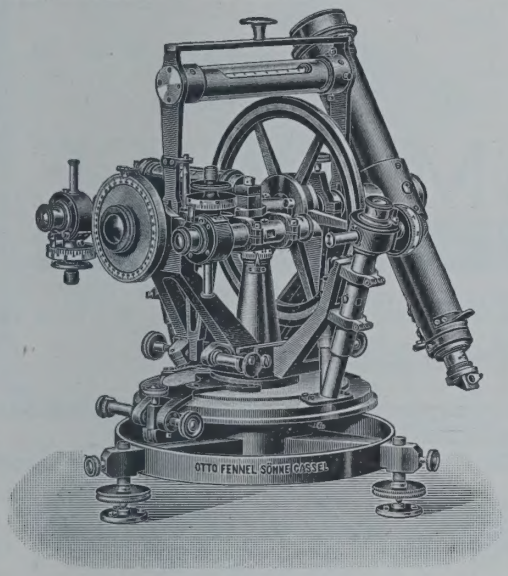
WILD



Universal-Theodolite
Präzisions-Distanzmesser
Meßtisch-Ausrüstung
Nivellier-Instrumente

Photogrammetrische Apparate

A.-G. Heinrich Wild / Heerbrugg
(Schweiz)



Theodolite / Tachymeter
Nivellier-Instrumente

OTTO FENNEL SÖHNE
CASSEL 3
Gegründet 1851

Carl Schleicher & Schüll
Düren, Rheinland

Schutz-Marke
Skizzir-Profil-Papier

empfehlen

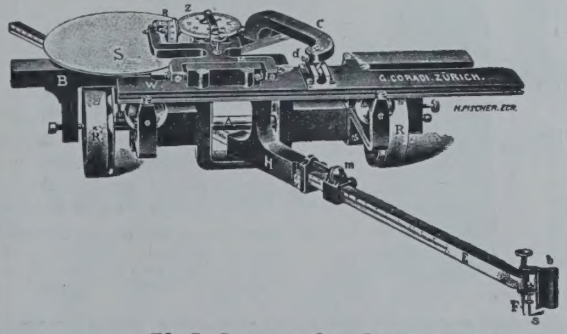
Millimeter-Zeichen- und Pause-Papiere sowie **Pauseleinwand** in Rollen, Bogen und Blocks in unübertroffener Herstellung.

Logarithmen-, Dreieck-, Polarkoordinaten-Papiere.

Registrierpapiere aller Art.

Allerbeste Zeichen-, Pause-, durchsichtige Entwurf-Papiere, Pauseleinwand.

Muster auf Anfrage kostenlos



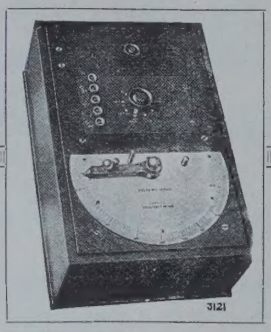
Katalog anfordern

G. Coradi * Zürich 6
Gegründet 1870

Pantographen / Planimeter
Integratoren / Integraphen
Affinograph / Analysatoren
Coordinatographen
Ordinatographen
etc.

Nur eigene Konstruktionen * Keine Nachahmungen

CAMPBELL FREQUENZ-MESSER



42 × 27 × 2 cm. 7 kg.

Weitere Einzelheiten in Liste No. P—170

Dieses von Herrn Albert Campbell konstruierte Instrument ist bequem transportabel und geeignet zur genauen Messung akustischer Frequenzen im Bereich zwischen etwa 180 und 4000 Perioden; eine kleine Veränderung in der Ausführung des Apparates ermöglicht Messungen im Bereich von etwa 18 bis 4000 Perioden. Der Apparat ist von großer Verwendbarkeit bei Untersuchungen mit dem Telephon. Die Meßgenauigkeit ist so groß, daß 1000 Perioden noch auf 0,1 % (0,25 mm auf der Skala) sicher abgelesen werden können.

CAMBRIDGE
INSTRUMENT Co LTD

WORKS:- LONDON & CAMBRIDGE

Head Office & Showrooms:- 45, GROSVENOR PLACE LONDON, S.W.1.

47

Das neue Hensoldt-Dachprisma D.R.P.

findet zum ersten Male Verwendung bei unserem

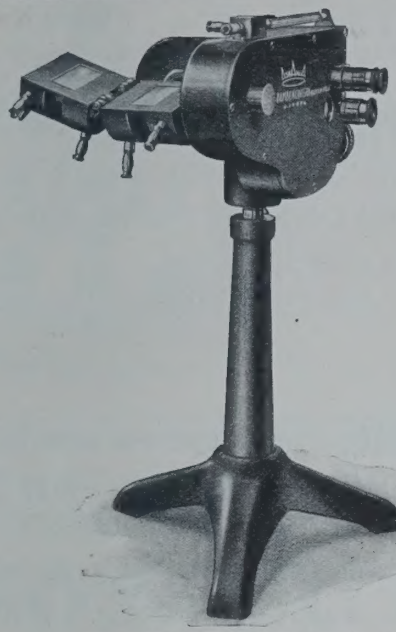
Dialyt-Modell 1926

Günstigste Verbindung von hoher Lichtstärke, großem Sehfeld, handlicher Form
Gesteigerte optische Leistung bei vermindertem Gewicht und Volumen.

Jagd-Dialyt
Vergrößerung: 6×
Objektiv: 42 mm
Lichtstärke 49
Sehfeld 150/1000
Preis 180 Mark

Großfeld-Dialyt
Vergrößerung: 8×
Objektiv: 42 mm
Lichtstärke 27,5
Sehfeld 150/1000
Preis 190 Mark

M. Hensoldt & Söhne, Optische Werke, Wetzlar.

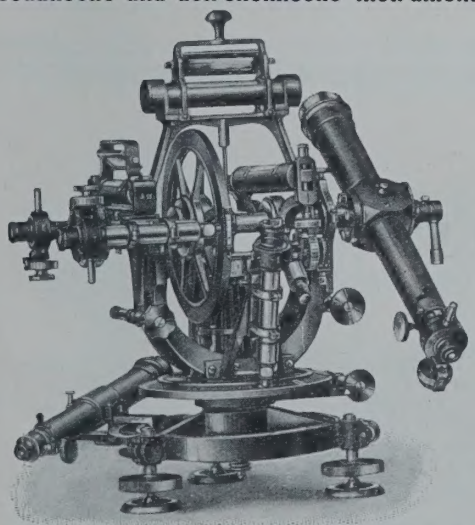


ASKANIA

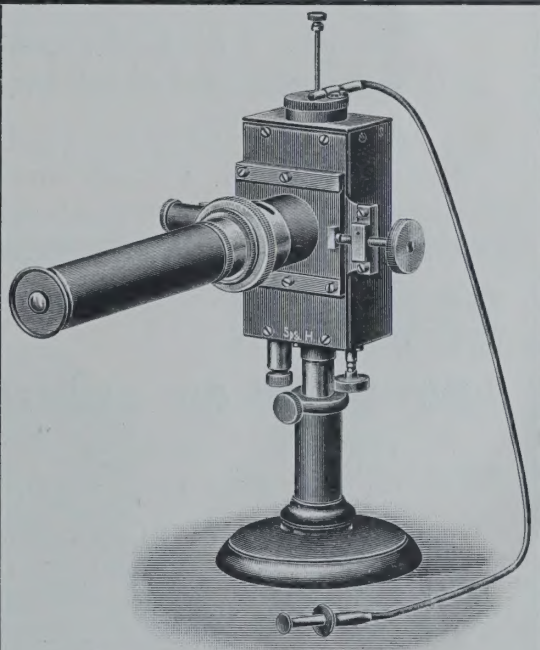
POLARIMETER / SACCHARIMETER
REFRAKTOMETER
KOLORIMETER / SPEKTRALAPPARATE / SPEKTROSKOPE / SPEKTROMETER / PRISMENWINKELMESSER / SPHÄROMETER
★
STUFENGITTER
LUMMER-INTERFEROMETER
GLANZMESSER / TRÜBUNGSMESSER
GLASSPANNUNGSPRÜFER
DRUCKSCHRIFTEN KOSTENLOS

ASKANIA-WERKE A.G.
BAMBERGWERK
BERLIN-FRIEDENAU
KAISERALLEE 87/88

F. W. Breithaupt & Sohn
CASSEL
Geodätische und astronomische Instrumente



Theodolite
Universale
Reise-Ausrüstungen
Bussolen



Einfaden-Elektrometer
mit Schutzwiderständen
Zweifaden-Elektrometer
Liste 55
SPINDLER & HOYER G. m. b. H.
Mechanische und optische Werkstätten
GÖTTINGEN 33

VERLAG VON JULIUS SPRINGER IN BERLIN W 9

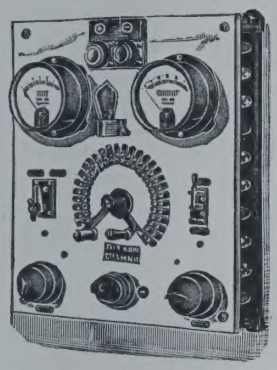
Die Fernrohre und Entfernungsmesser. Von Dr. phil. **A. König.** 215 Seiten mit 254 Abbildungen. 1923. (Band V der „Naturwissenschaftlichen Monographien und Lehrbücher", herausgegeben von der Schriftleitung der „Naturwissenschaften".)
RM. 7.50; gebunden RM. 9.50.

Die binokularen Instrumente. Nach Quellen und bis zum Ausgang von 1910 bearbeitet. Von **Moritz von Rohr,** Dr. phil., wissenschaftlichem Mitarbeiter der optischen Werkstätte von Carl Zeiss in Jena und a. o. Professor an der Universität Jena. Zweite, vermehrte und verbesserte Auflage. 320 Seiten mit 136 Textabbildungen. 1920. (Band II der „Naturwissenschaftlichen Monographien und Lehrbücher", herausgegeben von der Schriftleitung der „Naturwissenschaften".) RM. 8.—.

Die Theorie der optischen Instrumente. Bearbeitet von wissenschaftlichen Mitarbeitern an der optischen Werkstätte von Carl Zeiss. **I. Die Bilderzeugung in optischen Instrumenten vom Standpunkt der geometrischen Optik.** Bearbeitet von den wissenschaftlichen Mitarbeitern an der optischen Werkstätte von Carl Zeiss: P. Culmann, S. Czapski, A. König, F. Löwe, M. von Rohr, H. Siedentopf, E. Wandersleb. Herausgegeben von **Moritz von Rohr.** 609 Seiten mit 133 Abbildungen im Text. 1904. RM. 18.—.

Die Brille als optisches Instrument. Von **Moritz von Rohr,** Professor in Jena, Dr. phil., wissenschaftlichem Mitarbeiter bei Carl Zeiss in Jena. Dritte Auflage. 268 Seiten mit 112 Textabbildungen. (Aus Graefe-Saemisch, Handbuch der gesamten Augenheilkunde, 3. Auflage. 1921. RM. 8.—; gebunden RM. 10.—.

Einführung in die Mikroskopie. Von Professor Dr. **P. Mayer** in Jena. Zweite, verbesserte Auflage. 214 Seiten mit 30 Textabbildungen. 1922. RM. 4.—.



Experimentier-Schalttafel

Max Kohl A.G. Chemnitz 5

Seit 1876 bestehend

Physikalische Apparate
Einrichtung von Hörsälen
Experimentier-Schalttafeln
Luftpumpen für Laboratorien
Funkeninduktoren

Listen, Kostenanschläge, Beschreibungen usw. auf Wunsch

Das passende Weihnachtsgeschenk!

Joseph Fraunhofer
und sein optisches Institut

Von

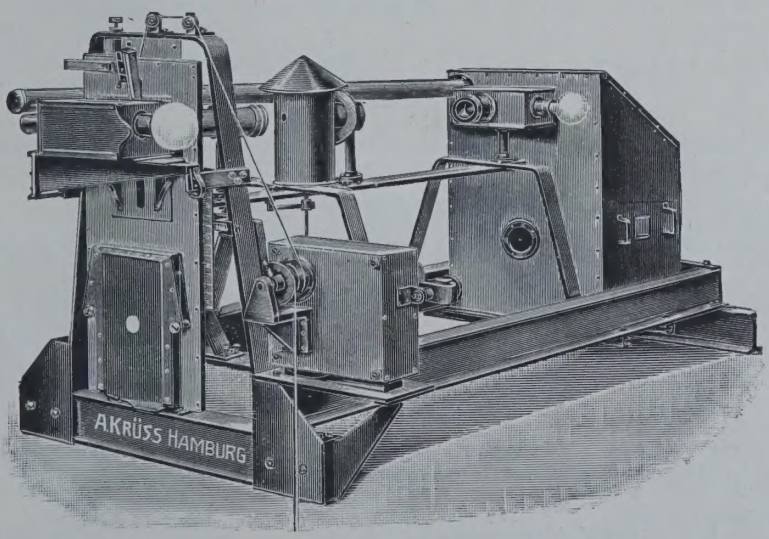
Dr. med. et phil. A. Seitz

Mit 6 Tafeln. IV, 118 Seiten. 1926. RM 4.80; gebunden RM 5.70

Die vorliegende Biographie bringt zum 100. Todestage Fraunhofers bisher unveröffentlichtes Material aus Akten, brieflichen Äußerungen, Werkstattnotizen und zeitgenössischen Schriftstücken aus dem Leben des großen Optikers. Ein reiches Bildmaterial bildet eine glückliche Ergänzung der textlichen Darstellung.

Schwierige mathematische oder physikalische Erörterungen sind vermieden worden, so daß das Buch für jeden, der mit den einfachsten optischen und physikalischen Begriffen vertraut ist, verständlich bleibt.

VERLAG VON JULIUS SPRINGER IN BERLIN W 9



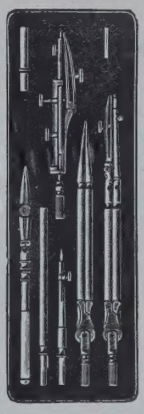
Photometrisch registrierender Komparator nach Koch-Goos
Registrier-Mikro-Photometer nach Koch-Goos

A. KRÜSS
Hamburg
Gertigstraße 31
Inh. **Dr. Paul Krüss**

Spektroskope
Spektrographen
Kolorimeter

Photometer
Physikal. Apparate
Funkeninduktoren

Projektionsapparate
Lichtbilder

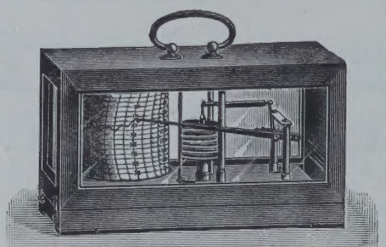


Präzisions-**Reißzeuge**
(Rundsystem)
Astronomische **Uhren**
Nickelstahl-Kompensations-**Pendel**

Clemens Riefler
Fabrik mathematischer Instrumente
Nesselwang u. **München**
Gegründet 1841

Lambrechts
Registrierinstrumente

Barographen
*
Hygrographen
*
Thermographen
*
Prospekt 21



Wilh. Lambrecht A.-G., Göttingen
Gegr. 1859

Zu kaufen gesucht:

Albrecht, Formeln und Hilfstafeln für geogr. Ortsbestimmung 1908
Ambronn, Astronom. Instrumentenkunde
Bauer, Hemmungen und Pendel f. Präcisionsuhren 1893
Bauschinger, Taf. z. theor. Astronomie. 1901
Bock, Krit. Theorie d. freien Riefler-Hemmung
Drude, Lehrbuch der Optik
Feinmechanik u. Präcision 1924 e. H.
Gleichen, Geometr, Optik
Krell, Hydrostat. Meßinstrumente. 1897
Mann, Wassermessung 1920
Plähn, Grenzprozeß. 1923
Rohr, Theorie und Gesch. des photograph. Objektivs 1899
Vermessungsnachrichten 1919—1921 cplt.
— 1924 e. H.
Ztschr. f. Glasinstrumentenkunde 1922 e. H.
— f. Instrumentenkunde 1 ff., a. einz. Bde. u. H.

Angebote unter **J. K. 6430** durch die Expedition dieser Zeitschrift erbeten.

VERLAG VON JULIUS SPRINGER IN BERLIN W 9

Archiv für Elektrotechnik

Herausgegeben unter der Beteiligung des
Verbandes Deutscher Elektrotechniker und des Elektrotechnischen Vereins
Von Prof. Dr.-Ing. **W. Rogowski**
Aachen

Inhalt der letzten Hefte:

Band XVII, Heft 3
vom 25. Oktober 1926
Preis RM 12.40

W. Geyger, Messungen mit dem Schleifdraht-Wechselstromkompensator.
F. Ollendorff, Potentialtheorie der Hängeisolatoren. III. Teil: Wirkung spannungführender Nachbarleiter.
K. Hammers, Oberwellenfreier Gleichstromgenerator (Telephonmaschine).
E. Blamberg, Über ein neues eisengeschlossenes Elektrodynamometer ohne mechanische Richtkraft für Wechselstrom und dessen verschiedene Verwendungsmöglichkeiten.
H. Goering, Über Resonanzkurven von Siebketten.
K. F. Müller, Berechnung der Induktivität von Spulen.
J. Labus, Beiträge zur Untersuchung der Verstärkertransformatoren.

Band XVII, Heft 2
vom 9. Oktober 1926
Preis RM 9.60

E. Friedländer, Über Kippschwingen, insbesondere bei Elektronenröhren. II. Teil: Die Vorgänge bei Elektronenröhren.
F. Müller, Über die Verwendung der Elektronenröhre als Hochfrequenzgenerator bei Abwesenheit fremder Hilfsquellen.
F. Loebner, Über Abrundungen bei Muffen und Endverschlüssen metallisierter Kabel und die hier auftretende Längsbeanspruchung der geschichteten Isolation.
O. Mayr, Einphasiger Erdschluß und Doppelerdschluß in vermaschten Leitungsnetzen.
E. Weber, Die konforme Abbildung in der elektrischen Festigkeitslehre.
W. Geyger, Eine technische Wechselstrombrücke zur Messung von Kapazitäten, Induktivitäten und kleinen Phasenwinkeln.
R. Baffrey, Zur Vorausberechnung von Kurzschlußankermotoren.

Meßinstrumente
für technische u. wissenschaftliche Zwecke
*
Spannungsanzeiger
nach Professor Zipp, D.R.P. 165574, zum gefahrlosen Nachweis von Spannungen bis 50000 Volt
*
Überspannungssicherungen
*
Apparate zum Aufsuchen von Kabelfehlern
*
Galvanoskope

Land- und Seekabelwerke A.-G. Köln-Nippes

Meßbrücken
*
Widerstände
*
Hörnerfunkenstrecken
*
Scalenfernrohre
*
Variable Selbstinduktions-Normale
etc.
*
Elektrische Kabel
für Licht u. Kraft, Telephonie und Telegraphie
*
Isolierte Leitungen
*
Gummischlauchleitungen
*
Dynamodrähte

VERLAG VON JULIUS SPRINGER IN BERLIN W 9

Die Grundzüge der Werkzeugmaschinen und der Metallbearbeitung

Von
Prof. **F. W. Hülle,** Dortmund.
In zwei Bänden.

Erster Band: **Der Bau der Werkzeugmaschinen.**
Fünfte, vermehrte Auflage. 241 Seiten mit 457 Textabbildungen. 1926. RM 5.40; gebunden RM 6.60

Zweiter Band: **Die wirtschaftliche Ausnutzung der Werkzeugmaschinen.**
Vierte, vermehrte Auflage. 318 Seiten mit 580 Abbildungen im Text und auf einer Tafel sowie 46 Zahlentafeln. 1926. RM 9.—; gebunden RM 10.50

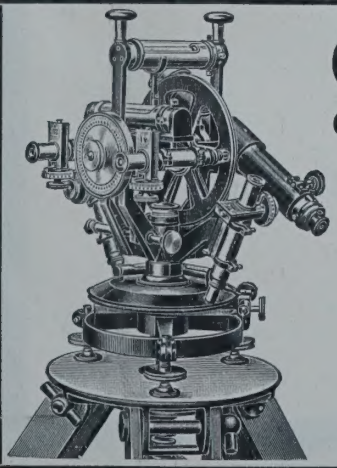
Zeitsparende Vorrichtungen im Maschinen- und Apparatebau

Von **O. M. Müller,** Beratender Ingenieur, Berlin
365 Seiten mit 987 Abbildungen. 1926. Gebunden RM 27.90

Werkstattbücher
Für Betriebsbeamte, Vor- und Facharbeiter
Herausgegeben von **Eugen Simon**
Soeben sind erschienen:

Heft 26:
Räumen
Anwendung, Konstruktion und Herstellung der Räumnadeln. Fehler beim Räumen
Von
Leonhard Knoll
Mit 129 Figuren im Text. 58 Seiten
RM 1.80

Heft 31:
Gesenkschmiede
Von
P. H. Schweissguth †
Unter Mitarbeit des Herausgebers
Erster Teil:
Arbeitsweise und Konstruktion der Gesenke
Mit 231 Figuren im Text. 64 Seiten
RM 1.80



GUSTAV HEYDE
Gesellschaft für Optik und Feinmechanik m. b. H.
DRESDEN-N. 23
GHD
Universale Theodolite
Nivelliere
[6186]

Leitz

Mikroskope

für monokularen und binokularen Gebrauch, sind mit der neuen **„Feinbewegung mit Kugelführung"** ausgestattet (D.R.P. u. Ausl.-Pat.) u. in Verbindung mit **Leitz-Optik** das vollkommenste Erzeugnis modernster Fabrikation in unübertroffener Güte.

*

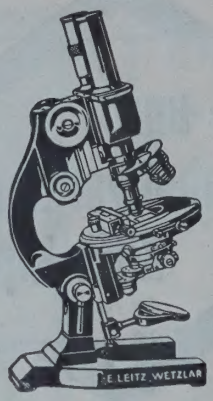
Neue bizentrische Dunkelfeldkondensoren bieten eine bisher unerreichte Sichtbarkeit gefärbter und ungefärbter Bakterien.

*

Apparate für Blutuntersuchungen.

*

Kolorimeter nach Bürker.



Stativ AABM
mit auswechselbaren Tuben für monokularen und binokularen Gebrauch.

Verlangen Sie kostenlos unsere Liste Nr. [illegible]

Leitz

Mikrotome

erstklassiger Präzisionsmechanik gewähren höchste Schnittsicherheit. Paraffin-, Celloidin-, Gefrierschnitte.

*

Mikrophotographische Apparate
und
Projektions-Apparate
modernster Bauart.

*

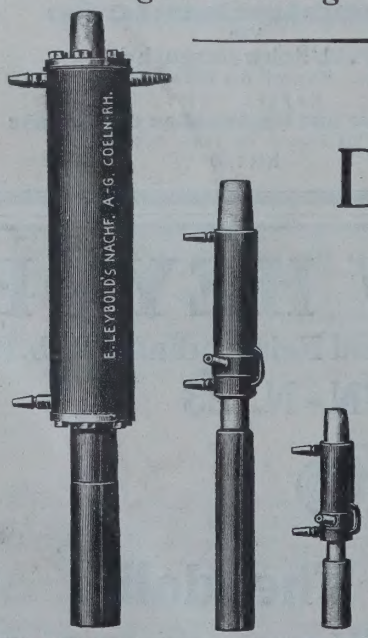
Kolposkop
nach Professor Hinselmann f. gynäkologische Untersuchungen sowie zur Beobachtung v. Schleimhautkanälen. (Rachen, Tonsillen, Ohr, Mastdarm.)

ERNST LEITZ * Optische Werke * WETZLAR

E. Leybold's Nachfolger A.-G.

KÖLN AM RHEIN

Zweigniederlassung: **BERLIN NW 7,** Dorotheenstraße 53 II



Diffusionsluftpumpen

aus Stahl

nach

Professor Dr. Gaede

D.R.P.

Hierzu drei Beilagen vom Verlag Julius Springer in Berlin W 9.

Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig. — Verantwortlich für den Anzeigenteil: Albert Ulrich, Berlin-Steglitz.

UNIVERSITY OF ILLINOIS-URBANA
3 0112 060782049